

THESE

présentée

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES-PHYSIQUES

par

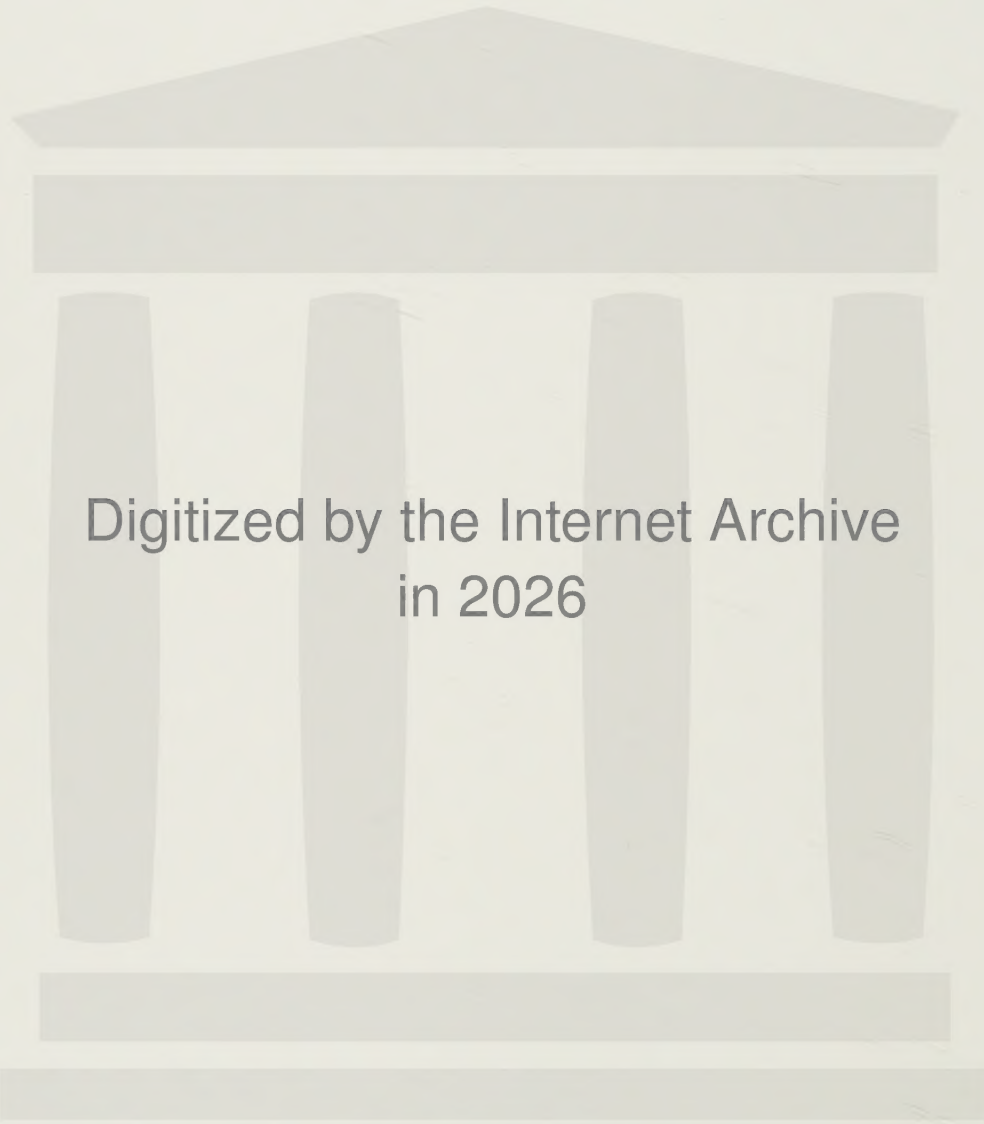
Jean - Louis NARJOUX

Sujet : Interactions $K\bar{d}$ et $K\bar{n}$ autour de $1\text{ GeV}/c$

Soutenue le 15 Mai 1970 devant la Commission d'Examen

Président : M. PERRIN

Examineurs : M.M. ARNOUS, BARLOUTAUD, CROZON



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551512_0029

THESE

présentée

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES-PHYSIQUES

par

Jean-Louis NARJOUX

Sujet : Interactions $K\bar{d}$ et $K\bar{n}$ autour de 1 GeV/c

Soutenue le 15 Mai 1970 devant la Commission d'Examen

Président : M. Perrin

Examineurs : M.M. Arnous, Barloutaud, Crozon



Pour Annick.

Deutérium, non deutérium.

TABLE DES MATIERES

I - INTRODUCTION.

II - LE DEUTERIUM COMME CIBLE DE NUCLEONS.

- 1 - Structure et énergie de liaison
- 2 - Fonctions d'onde
- 3 - Interactions incohérentes - Approximation de l'un des nucléons spectateurs - Interactions quasi-élastiques
- 4 - Interactions cohérentes - Interaction élastique
- 5 - Section efficace totale et effet Glauber

III - PRESENTATION DE L'EXPERIENCE.

- 1 - Zone d'énergie étudiée - Matériel utilisé
- 2 - Examen des clichés
- 3 - Ajustements cinématiques et dépouillement
- 4 - Résultats bruts
- 5 - Notations et codes utilisés

IV - DIFFUSION ELASTIQUE $K^- d$.

- I - Sélection des événements
- 2 - Compensation des pertes de deutons courts
- 3 - Corrections et coupures à grand transfert
- 4 - Calculs des sections efficaces
- 5 - Modèle optique
- 6 - La théorie de Glauber
- 7 - Discussion des résultats

V - ETUDE DE LA REACTION $K^- d \longrightarrow n p K^-$; GENERALITES.

- I - Introduction
- 2 - Séparation des événements ambigus
- 3 - Recherche des nucléons spectateurs
- 4 - Limite du domaine angulaire utilisable
- 5 - Développement des distributions angulaires sur la base des polynômes de Legendre
- 6 - Utilisation du point avant
- 7 - Ajustement des distributions angulaires
- 8 - Extension du domaine angulaire utilisable
- 9 - Calcul des sections efficaces totales (quasi-) élastiques

VI - ETUDE DE LA REACTION QUASI-ELASTIQUE $K^- p$.

- I - Introduction
- 2 - Nos résultats. Comparaison qualitative avec ceux de la réaction élastique

- 3 - Comparaison quantitative précise de nos résultats et de ceux de la réaction élastique
- 4 - Choix du paramètre u_0 (P^0) et extension vers l'avant
- 5 - Conclusion

VII - ETUDE DE LA REACTION QUASI-ELASTIQUE K^-n .

- 1 - Introduction
- 2 - Compensation des pertes de protons courts
- 3 - Traitement et utilisation des "100 A"
- 4 - Choix du point avant
- 5 - Ajustement des distributions angulaires
- 6 - Section efficace totale quasi-élastique
- 7 - Détermination indirecte de l'ordre de grandeur de la section efficace totale quasi-élastique K^-n
- 8 - Conclusion

VIII - DISCUSSION DE NOS RESULTATS ET CONCLUSIONS.

- 1 - Introduction
- 2 - Informations sur les résonances
- 3 - Comparaison avec les résultats de la voie d'entrée K^-p
- 4 - Comparaison avec les paramètres de la réaction élastique K^-d
- 5 - Perspectives d'avenir
- 6 - Conclusion

Appendice A - CALCUL DU FACTEUR DE FORME DU DEUTON

Appendice B - SECTIONS EFFICACES SUR CIBLE MOBILE - FONCTION SPECTRALE DANS
LE DEUTERIUM

Appendice C - COMPENSATION DES PERTES D'EVENEMENTS DUES A LA COUPURE EN LON-
GUEUR PROJETEE A $L_0 = 12,5$ cm

Appendice D - COMPENSATION DES PERTES DE PROTONS COURTS

I - INTRODUCTION

Les interactions K^-p ont fait l'objet de nombreuses études jusqu'à une énergie de quelques GeV. [1 à 5 et 8 à 13] . Entre autres, la collaboration C H S [21 à 23] a réalisé une analyse fine autour de 1 GeV/c. On peut espérer ainsi :

- séparer les 2 états d'isospin $T = 0$ et $T = 1$

- pour chacun d'eux faire une analyse en ondes partielles et donc en déduire les valeurs d'un certain nombre de quantités qui ne sont pas connues directement. Ceci est le cas de l'amplitude de diffusion ($T = 1$) et en particulier de sa partie réelle vers l'avant.

En réalité lorsque la présente expérience a commencé, on disposait de mesures précises

- de la section efficace totale K^-p

- de la diffusion élastique $K^-p \longrightarrow K^-p$ et $K^-p \longrightarrow \bar{K}^0 n$

- d'un certain nombre d'autres canaux, tels que $K^-p \longrightarrow \Lambda^0 \pi^-$;

$$K^-p \longrightarrow \Sigma^+ \pi^-$$

Par contre il n'y avait pas encore de mesures de la polarisation du nucléon de recul, dans la voie élastique. Par conséquent il n'était pas question

de réaliser une analyse en ondes partielles qui soit complète. On pouvait toutefois effectuer une étude en termes de résonances et de fond (non résonant). Les nombres quantiques des résonances restaient à préciser sinon à fixer. Pour le fond il fallait trouver une paramétrisation adéquate. La situation était alors assez complexe, notamment dans la zone des résonances $\sum_{1670}$ et $\sum_{1765}$, pour que l'on souhaitait disposer du plus grand nombre possible de renseignements provenant de l'étude des diverses voies d'entrée.

En particulier l'étude de la voie d'entrée K^-n (voie pure d'isospin $T = 1$) devait permettre :

- d'obtenir des informations sur certains canaux expérimentalement difficiles à atteindre en voie d'entrée K^-p . Le résultat principal a été l'observation d'une structure près du seuil $\sum^- \eta$ [41]. Cette structure possiblement résonnante est analogue à celles observées en $n \eta$ et $\Lambda \eta$ [42 et 43].

- de fournir un test de cohérence de la séparation des états d'isospin $T = 0$ et $T = 1$ déduite de l'étude de la seule voie d'entrée K^-p . Il est à noter que par ailleurs, on attendait d'expériences en cours [9 et 10] la valeur de la section efficace totale K^-n .

- de donner des précisions sur la qualité du noyau de deutérium comme cible de neutrons. A ces énergies assez basses, l'impulsion de Fermi des nucléons du deuton atteint des valeurs qui ne sont pas entièrement négligeables devant l'impulsion de la particule incidente. On ne peut donc pas négliger le mouvement de Fermi. De plus, pour les états finals à 3 corps, on peut admettre que l'interaction a eu lieu préférentiellement entre 2 d'entre eux, mais il s'agit alors de déterminer lesquels.

Pour atteindre ces buts nous avons utilisé la méthode suivante.

1) Nous avons d'abord étudié dans le deutérium des réactions connues directement dans l'hydrogène et nous avons comparé ces 2 séries de résultats.

a - La réaction $K^- n \longrightarrow \Lambda \pi^-$ peut être comparée à $K^- p \longrightarrow \Lambda \pi^0$. Si on admet qu'un seul des nucléons y participe, ce ne peut être que le neutron ; le proton est alors appelé spectateur. De sorte que l'étude de cette réaction [24] constitue un test de l'approximation dite d'impulsion dans le cas où le spectateur est identifié.

b - Nous avons appliqué cette approximation à la réaction $K^- p \longrightarrow K^- p$ dans le deutérium. Par comparaison avec la réaction élastique dans l'hydrogène, nous justifions un mode d'identification des nucléons spectateurs dans le cas où il y a une ambiguïté possible.

2) Nous passons ensuite à l'étude de la réaction $K^- n \longrightarrow K^- n$ qui constitue notre but principal. Nous utilisons l'approximation d'impulsion et le mode de séparation des spectateurs que nous avons mis au point dans la partie précédente.

Nos mesures permettent par ailleurs de connaître la réaction élastique $K^- d \longrightarrow K^- d$. Ceci nous a permis de vérifier que les modèles de diffusion d'une particule par une cible de deutérium, valables à haute énergie pour un π ou un proton, sont aussi valables pour des mésons K, à basse énergie.

Notre plan sera donc le suivant. Dans le chapitre II, nous donnerons brièvement quelques généralités sur l'utilisation du deutérium comme cible de nucléons et nous discuterons les approximations faites au cours du traitement. Le chapitre III présentera la partie purement technique de l'expérience. Le chapitre IV traitera des interactions élastiques $K^- d \longrightarrow K^- d$. Ce sont les plus simples à étudier mais on peut en attendre quelques renseignements, au moins

qualitatifs, sur l'interaction K^-n . Dans le chapitre V nous exposerons notre méthode de séparation des interactions élastiques sur nucléon ; le chapitre VI en fixera la précision et les limites de validité, en comparant les distributions angulaires et la section efficace élastique K^-p dans l'hydrogène et dans le deutérium. Au cours du chapitre VII, nous étendrons la méthode à la réaction $K^-n \longrightarrow K^-n$ et nous discuterons les limitations spécifiques à cette réaction. Enfin au cours du dernier chapitre nous discuterons les résultats obtenus et nous tirerons les conclusions de cette étude.

II - LE DEUTERIUM COMME CIBLE DE NUCLEONS

1 - Structure et énergie de liaison.

Si on ne dispose pas de faisceaux neutres l'étude des interactions qui comportent un neutron dans l'état initial n'est possible que par l'utilisation de cibles nucléaires dans lesquelles le neutron se trouve lié plus ou moins fortement. Le noyau le plus simple est celui de l'atome de deutérium ou deuton qui est composé d'un proton et d'un neutron avec une énergie de liaison faible (environ 2,22 MeV). La petitesse de cette dernière valeur permet d'espérer que les interactions sur un nucléon lié dans le noyau de deutérium ne seront pas radicalement différentes de ce qu'elles sont sur un nucléon libre.

2 - Fonctions d'onde.

Considérons l'interaction d'une particule incidente, un méson (M) par exemple, et d'un deuton (d) au repos. Dans la zone d'énergie que nous étudions, on peut penser (voir la fin du §) que le deuton ne va pas réagir comme un tout. Cela revient à dire que, dans ce cas, l'interaction méson-deuton peut se ramener à une combinaison d'interactions plus simples du méson avec chacun des nucléons du noyau : N_1 , N_2 pris individuellement. Bien entendu, on peut

imaginer que prennent place plusieurs interactions successives de ce type (diffusion multiple). De toute façon, nous sommes amenés à considérer des graphes partiels du type de la figure 1. L'évaluation de ces graphes met en jeu :

- d'une part, l'interaction du méson réel $\mathcal{M}$ avec le nucléon virtuel $\mathcal{N}_1$. Sous certaines hypothèses qui seront précisées ultérieurement (§ 3), on peut l'assimiler à une interaction avec un nucléon réel.

- d'autre part, la fonction de vertex dNN . Cette fonction est relativement compliquée et assez mal connue. Dans ces conditions et sous les mêmes hypothèses que ci-dessus, nous admettrons qu'elle se réduit à son approximation non relativiste ; celle-ci, bien connue, n'est autre que la fonction d'onde radiale du deutérium [14] .

En ce qui concerne l'état singulet du deutérium la forme suivante fournit une approximation satisfaisante de la fonction d'onde [5] :

$$\psi_s(r) = \frac{C}{r} \left[e^{-\alpha r} - e^{-\beta r} \right] \left(1 - e^{-\gamma r} \right) \quad (1)$$

C est une constante de normalisation, α , β et γ sont 3 paramètres réels. Deux ensembles de valeurs de ces paramètres ont été proposés.

A) Le premier conduit à la forme simplifiée de Hulthen (pour laquelle il est habituel de négliger la contribution de l'état triplet) ; il correspond au choix $\gamma = \infty$; $\alpha = 45,7 \text{ MeV/c}$; la valeur de β est connue avec une précision moins bonne, les estimations varient de 230 à 270 MeV/c environ. Sauf indication contraire, c'est de cette forme simplifiée qu'il s'agira par la suite lorsque nous parlerons de la fonction d'onde du deutérium. Nous avons adopté la valeur $\beta = 236 \text{ MeV/c}$.

B) Le second ensemble de valeurs conduit à l'approximation à 2 paramètres obtenue par Moravcsik [15] pour la courbe tabulée par Gartenhaus [16]

$\alpha' = 45,7 \text{ MeV/c}$, $\beta = \gamma \simeq 313 \text{ MeV/c}$. Dans ce cas, une contribution de 6,7 % d'état triplet est habituellement prise en considération ; elle peut être mise sous la forme :

$$\psi_D(r) = W(r)/r \quad (2)$$

$$\begin{aligned} W(r) &= 0,658 \quad r^3 && \text{pour} && r \leq 0,63 \text{ f} \\ &= 2,34 \quad r^3 e^{-2r} && && 0,63 \text{ f} < r \leq 2,10 \text{ f} \\ &= 0,147 e^{-\lambda r} + 0,810 e^{-\mu r} && && 2,10 \text{ f} < r \end{aligned} \quad (3)$$

$$\lambda \simeq 50 \text{ MeV/c}$$

$$\mu \simeq 114 \text{ MeV/c}$$

Nous n'aurons besoin de cette forme précise que dans la discussion des effets d'interférence pour les interactions élastiques (voir Ch. IV).

Il est à remarquer que, pour les paramétrisations ci-dessus le rayon moyen de séparation des nucléons dans le deuteron est voisin de 1,5 à 2,0 f. La longueur d'onde associée à un méson K^- de 1 GeV/c est voisine de 0,2 f. Ceci justifie la description dynamique par interactions sur les nucléons individuels donnée plus haut.

Le choix de la forme de Hulthen pour la fonction d'onde du deutérium détermine complètement la loi de distribution $\mathcal{D}(\vec{p})$ de l'impulsion $\vec{p}$ de l'un des nucléons du deuteron (le second nucléon a bien entendu l'impulsion $-\vec{p}$).

On a :

$$\mathcal{D}(\vec{p}) d\vec{p} = \mathcal{D}(p) \Delta(\theta, \varphi) dp \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (4)$$

avec $p = |\vec{p}|$; θ et φ définissent la direction de $\vec{p}$;

$\Delta(\theta, \varphi)$ est isotrope :

$$\Delta(\theta, \varphi) = \frac{1}{2\pi^2} \text{Car}[0, \pi](\theta) \text{Car}[0, 2\pi](\varphi) \quad (5)$$

où

$$C_{\alpha r} [u, v] (x) = \begin{cases} 1 & \text{pour } u \leq x \leq v \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

$$D(p) = \left| \phi_s(p) \right|^2 p^2 \quad (6)$$

où $\phi_s(p)$ désigne la transformée de Fourier de $\psi_s(r)$

$\phi_s(p)$ est proportionnelle à $\left[\frac{1}{p^2 + A^2} \right]^\alpha_\beta$ et après normalisation on

obtient :

$$D(p) = \frac{4}{\pi} \alpha \beta (\alpha + \beta)^3 \frac{p^2}{\left[p^2 + \alpha^2 \right]^2 \left[p^2 + \beta^2 \right]^2} \quad (7)$$

La courbe représentative (fig. 5) présente un maximum étroit autour d'une valeur voisine de 45 MeV c.

3 - Interactions approximatées : approximation de l'un des nucléons spectateurs.

Interactions quasi-élastiques.

Dans de nombreux cas l'interaction d'une particule incidente et d'un deuteron cible conduit à la dissociation de ce dernier dans l'état final ; par un abus de langage et sans rien présumer des phénomènes effectifs, nous dirons que l'interaction est incohérente. Ceci a lieu en particulier si le nucléon N_2 de la figure 1 est un nucléon final réel. Dans ce cas, il est extrêmement tentant de faire l'hypothèse que ce nucléon N_2 n'a pas pris part à la réaction et de supposer qu'on le retrouve dans l'état final simplement animé du mouvement de Fermi qu'il avait avant le choc (on s'attend alors à ce que son impulsion soit assez faible). Le nucléon N_2 est appelé spectateur et dès lors le nucléon N_1 n'est que faiblement virtuel, ce qui traduit simplement le fait que l'énergie de liaison est non nulle. Cette approximation dite de l'un des nucléons

spectateurs sera désignée par la suite par l'abréviation UNS. De façon plus précise, elle consiste à supposer que :

1°) la particule incidente n'interagit qu'avec un seul nucléon à la fois (cf. § 2).

2°) le temps d'interaction est négligeable devant le temps de relaxation du noyau.

3°) le nucléon cible est supposé libre, du point de vue de la cinématique, pendant le temps d'interaction ; les forces de liaison ne jouent aucun rôle, si non pour déterminer la distribution en impulsion $\mathbb{D}(\vec{p})$ du nucléon cible.

4°) l'interaction n'est pas affectée par la présence de l'autre nucléon : l'opérateur de diffusion sur nucléon lié est identique à l'opérateur de diffusion sur nucléon libre.

On appelle "approximation d'impulsion" la méthode introduite par Chew [17], qui admet l'approximation UNS et, en outre, néglige les termes de diffusion multiple provenant de graphes du type de la figure 2. On sait que pour les interactions $\pi - d$ dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, les termes de double diffusion (et à fortiori les termes d'ordre plus élevé) contribuent peu [18] à l'interaction.

D'un point de vue expérimental, il existe quelques cas particulièrement simples où l'on peut déterminer à priori sur lequel des nucléons (neutron ou proton) a eu lieu l'interaction. Un exemple en est la réaction $K^- d \rightarrow p \Lambda^0 \pi^-$ où la présence dans l'état final d'un hyperon neutre identifie une réaction sur neutron (avec proton spectateur).

Dans le cas général, on ne sait pas quel est le nucléon spectateur si l'on n'introduit pas de nouvelles hypothèses. Ceci est en particulier le cas de

la réaction qui nous intéresse : $K^-d \longrightarrow npK^-$. Nous tenterons dans la suite de cette étude de définir les hypothèses supplémentaires minimales permettant de déterminer quel est le nucléon spectateur dans la réaction ci-dessus. Indiquant ce dernier par l'indice S , la réaction $K^-d \longrightarrow p_S n K^-$ (respectivement $K^-d \longrightarrow n_S p K^-$) sera désignée au cours de ce qui suit sous le nom d'interaction quasi-élastique $n K^-$ (respectivement $p K^-$). Nous avons déjà dit qu'elles ne devraient différer que très peu des interactions élastiques correspondantes.

4 - Interactions cohérentes - Interaction élastique.

Indépendamment de toute hypothèse sur la validité de l'approximation d'impulsion et , en particulier, en cas de double diffusion (ou de réinteraction dans l'état final), on peut retrouver le deuton non dissocié dans l'état final. On parle dans ce cas, par abus de langage, d'interaction cohérente. La plus importante de ces réactions est la diffusion élastique méson-deuton. L'effet prépondérant est dû aux graphes du type de celui de la figure 3 ; le méson incident ne subit qu'une seule diffusion sur un des nucléons qu'il laisse dans un état d'impulsion et de spin assez peu perturbé pour pouvoir reformer un deuton avec le second nucléon laissé spectateur. Quant aux graphes du type de la figure 4, où le méson subit deux diffusions successives sur l'un et l'autre nucléon, on s'attend à ce qu'ils contribuent faiblement, tout au moins dans la diffusion à petit angle. Nous verrons que cela est vrai en valeur absolue mais qu'ils peuvent donner lieu à des effets d'interférence intéressants.

5 - Section efficace totale et effet Glauber.

C'est un fait bien connu que la section efficace totale de diffusion d'une particule par un noyau de deutérium (σ_d) n'est pas strictement égale

à la somme des sections efficaces totales de la particule considérée sur le proton (σ_p) et sur le neutron (σ_n). Qualitativement, cet effet peut s'interpréter comme une ombre portée par chacun des nucléons sur l'autre. On peut écrire :

$$\sigma_d = \sigma_p + \sigma_n + \delta\sigma \quad (8)$$

où $\delta\sigma$ est un terme correctif assez petit et la plupart du temps négatif. Dès 1955, Glauber [6] en avait donné l'estimation suivante :

$$\delta\sigma = - \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d \sigma_p \sigma_n \quad (9)$$

où $\left\langle 1/r^2 \right\rangle_d$ est la moyenne du carré de l'inverse de la séparation spatiale des nucléons dans le deuton qui peut se calculer à l'aide de la fonction d'onde du deutérium. En fait comme l'a montré Wilkin [19] cette formule viole l'indépendance de charge si $\sigma_p \neq \sigma_n$; elle doit être modifiée de la façon suivante pour tenir compte de l'échange de charge (par exemple cas des graphes de la fig. 2 avec un $\bar{K}^0$ dans l'état intermédiaire):

$$\delta\sigma = - \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d \left\{ \sigma_p \sigma_n - \gamma [\sigma_p - \sigma_n]^2 \right\} \quad (10)$$

où γ désigne un facteur numérique ne dépendant que de l'isospin de la particule incidente ; $\gamma = 1/4$ pour des mésons π et $\gamma = 1/2$ pour des $\bar{K}$. Cette dernière formule n'est elle-même pas totalement rigoureuse, puisqu'elle suppose que les amplitudes de diffusion f_p et f_n sont purement imaginaires. S'il n'en est pas ainsi, elle prend la forme plus complexe [20] :

$$\delta\sigma = - \frac{1}{4\pi} \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d \left\{ (1 - \rho_p \rho_n) \sigma_p \sigma_n - \gamma \left[(\sigma_p - \sigma_n)^2 - (\rho_p \sigma_p - \rho_n \sigma_n)^2 \right] \right\} \quad (11)$$

où $\rho_i = \text{Re } f_i / \text{Im } f_i \big|_{\theta=0}$ avec $i = p, n$

Cet effet d'ombre doit se répartir entre toutes les voies physiques; mais, pour une voie déterminée, il ne peut se mettre sous une forme aussi simple et son évaluation nécessite le calcul d'intégrales compliquées. La correction globale étant relativement faible, nous admettrons que les corrections partielles sont proportionnelles aux sections efficaces correspondantes dans chaque canal.

III - PRESENTATION DE L'EXPERIENCE

1 - Zone d'énergie étudiée - Matériel utilisé

Lors d'une expérience réalisée en 1965 par une collaboration CERN, CDF, Saclay, $\sim$ 200000 photographies stéréoscopiques furent prises dans la chambre à bulles de 81 cm de Saclay, remplie de deutérium puis exposée au CERN à un faisceau de mésons K^- , issu d'une cible métallique interne du synchrotron à protons (fig. 6). La dispersion en impulsion de ce faisceau est voisine de $\pm 1,5 \%$. Un absorbeur de cuivre de 1 cm d'épaisseur (4 cm pour l'énergie la plus basse) avait été placé sur le trajet du faisceau. Seulement 8 impulsions incidentes régulièrement espacées entre 700 et 1150 MeV/c furent utilisées. Le mouvement de Fermi permet de balayer continuellement toute la zone d'énergie comprise entre les valeurs correspondant à ces deux limites. Il y avait en moyenne 8 traces par cliché, soit un peu plus d'une interaction sur neutron par microbarn pour l'ensemble de l'expérience. La valeur du champ magnétique au centre de la chambre avait été fixée à 20740 Gauss. Les films portant les n° pairs furent entièrement traités à Genève, ceux portant des n° impairs le furent à Paris avec des méthodes légèrement différentes sur lesquelles nous reviendrons au § 3.

2 - Examen des clichés.

Chaque film fut examiné 2 fois de façon indépendante afin de minimiser des pertes accidentelles d'événements. L'efficacité de détection, pour des événements qui n'ont pas été perdus à la fois lors des 2 examens, est estimée à plus de 99 %. La compensation des pertes systématiques (angle de diffusion faible et traces secondaires courtes) sera étudiée pour chaque type d'événement au cours des chapitres suivants.

Tous les événements, excepté ceux à une seule branche vers l'avant (voir plus loin), ont été recensés. Toutefois, pour le présent travail, nous ne recherchons que les événements susceptibles d'être pris en compte pour l'une des réactions suivantes



c'est pourquoi nous avons retenu uniquement les types de configuration donnés ci-après

1) 200 S. C'est-à-dire topologie de 2 branches avec "proton présumé spectateur" (fig. 7). De façon précise, la trace positive est visible, s'arrête dans la chambre et a une longueur projetée (sur le plan des hublots de la chambre) à la fois inférieure à 12,5 cm (correspondant à 300 MeV/c) et supérieure à 1 mm (correspondant à 80 MeV/c pour un proton). La valeur supérieure est quelque peu arbitraire ; elle correspond en grande partie aux limitations géométriques de la chambre. La valeur inférieure est très proche de la limite de visibilité. On s'attend à ce que cette topologie fournisse la quasi-totalité des ajustements aux réactions 1) et 2a).

2) 200. Ce code désignera ici, non pas l'ensemble des événements à 2 branches (avec trace positive visible), mais ceux où la trace positive a une longueur projetée supérieure à 12,5 cm., choisis par opposition aux 200 S (fig. 8). Ce sont ces événements qui correspondent à la réaction 2b). Ils pourraient aussi fournir une contribution très faible à la réaction 1) (événements à grand transfert).

3) 100 A. On peut voir (fig. 5) qu'environ les deux tiers des événements correspondant à la réaction 2a): $(K^- d \longrightarrow p_S n K^-)$ ont un proton spectateur invisible. Ils se manifestent comme événements à une branche (type 100 fig. 9) généralement indiscernables d'une désintégration de K^- incident. La distinction n'est possible que si la trace négative part suffisamment vers l'arrière (100 A) (en pratique à plus de 90° dans le laboratoire). Une désintégration est alors peu probable, voire cinématiquement impossible, et en cas de besoin on peut discerner par l'ionisation un K^- d'un π^- (ou d'un μ^-).

4) 300 Z. En outre, nous avons retenu (et mesuré) toutes les désintégrations de K^- incident (événements à 3 branches, code 300) en 3 π^- chargés (mode Z fig. 10), pour réaliser un comptage indirect du nombre total de K^- incidents et éliminer ainsi une contamination éventuelle. Tous les événements à 3 branches, y compris des états finals à 4 corps avec proton invisible qu'il est difficile de distinguer d'une des désintégrations considérée plus haut, furent mesurés. Seuls furent retenus finalement comme 300 Z ceux qui ajustaient convenablement l'hypothèse de désintégration.

Nous n'aurons pas à parler dans ce travail des événements avec production de $\Sigma^\pm$ (210^-S , 310^- , 410^- ; 310^+ , 410^+) (exemple sur les fig. 12 et 13) qui ont été étudiés par ailleurs [22, 23]. Nous ne parlerons pas non plus de

l'étude des 201 S & 101 production d'un Λ^0 ou d'un K^0 dont la désintégration est visible dans la chambre (fig. 11), mais nous en utiliserons les résultats [21, 24] à des fins de séparation d'hypothèses ambiguës (voir plus loin).

Après mesure, la direction du faisceau incident fut définie à sa valeur théorique avec une tolérance de 3° au maximum. Un volume utile, dans lequel devait se trouver l'apex principal, fut défini par (les valeurs suivantes sont en centimètres) :

$$-12 \leq x \leq +26$$

$$-7 \leq y \leq +7$$

$$-23 \leq z \leq -8$$

avec les conventions suivantes : le plan ($z = 0$) est la face interne du hublot avant ; le centre de la chambre a, dans le référentiel utilisé, les coordonnées $x = y = 0$; $z = -15$.

3) Ajustements cinématiques et dépouillement.

Pour la reconstruction géométrique, l'ajustement cinématique des différentes hypothèses physiques et la constitution des bandes magnétiques sommaires nous avons utilisé la chaîne classique de programmes du CERN (Thresh, Grind, Slice, SUMX). Pour chaque valeur nominale, l'impulsion incidente a été recalibrée, en module, en utilisant les valeurs ajustées des 300 Z ainsi que d'un lot restreint de 201 S donnant un bon ajustement cinématique à 4 contraintes.

Le traitement des événements avec proton spectateur non visible a différé à Paris et au CERN pour des raisons pratiques de programmation. A Paris les valeurs d'essais furent fixées à (cf. fig. 5) :

$$|\vec{p}| = 45 \pm 30 \text{ MeV/c}$$

$$\theta = \pi/2 \pm \pi/2$$

$$\varphi = 0 \pm \pi$$

où la direction $\varphi = 0$ (φ est l'azimut), $\theta = \pi/2$ (θ est l'angle polaire) correspond à la trace incidente. A Genève, les ajustements étaient traités en coordonnées cartésiennes avec les valeurs d'essais :

$$p_x = p_y = p_z = 0$$

$$\delta p_x = \delta p_y = \delta p_z / 1,37 = 30 \text{ MeV/c}$$

Nous avons donné aux différentes hypothèses cinématiques des numéros de code que nous utiliserons par la suite :

$K^- d$	$\longrightarrow$	$K^- d$	1
		$n p K^-$	32
		$X^0 p K^-$	62
		$S^0 p \pi^-$	34

X^0 désigne ici un état baryonique neutre, non étrange, différent d'un neutron ;

S^0 est un état baryonique neutre, étrange, pouvant être un Λ^0 ou un Σ^0

Tous les événements ont été examinés sur la table de dépouillement ; l'ionisation de chaque trace, ainsi que le parcours, pour les particules se désintégrant ou s'arrêtant dans la chambre, ont été pris en compte pour déterminer, dans la mesure du possible, la nature de chaque trace. En cas d'ambiguïté, nous avons accepté deux ajustements par événement (trois au CERN). Les hypothèses 1 et 32 sont presque toujours ambiguës ; ceci n'est pas gênant (voir plus loin). L'hypothèse 32 ($n p K^-$) (respectivement 62 ($X^0 p K^-$)) est souvent ambiguë avec l'hypothèse 34 ($S^0 p \pi^-$). Cette ambiguïté cinématique se produit dans tous les cas où la particule négative sortante est trop rapide

pour qu'il soit possible de distinguer (à l'oeil) par l'ionisation, un π^- d'un K^- . Elle ne peut pas être résolue individuellement. Nous verrons (Ch. V) que l'on peut en tenir compte de façon statistique.

4 - Résultats bruts

Le tableau I donne pour chaque énergie nominale (numérotée de 1 à 8 par valeurs décroissantes) la valeur ajustée de l'impulsion incidente et les valeurs extrêmes de la bande d'énergie correspondante dans le système $K^- \mathcal{N}$. Il fournit également le nombre de 300 Z à chaque impulsion. Le tableau II résume pour chaque type topologique, les différentes réactions possibles et le nombre total d'événements observés. Les événements de type "200" qui ne constituent qu'un échantillon de contrôle, ont été mesurés uniquement aux énergies nominales n° 2, 5 et 7 et ce, seulement pour la partie de films traitée à Paris. Les nombres donnés sont bruts (une fois effectuées les coupures en volume utile).

A titre d'exemple nous donnons Tableaux III, IV, V et VI la répartition des différentes hypothèses ou groupes d'hypothèses à chaque énergie pour les types suivants "200 S", "100 A", "20(1)S", "200" des événements de Paris.

Une fois éliminés les rejets définitifs (événements qui se sont révélés être hors faisceau ou hors volume ou n'appartenir à aucune des catégories étudiées), il y a lieu de pondérer les événements restants par un poids de rejets à répartir (événements qui n'ont pu être mesurés ou dont la nature n'a pu être déterminée). Ce poids de rejet est donné au tableau VII. Il faut ajouter que les événements avec désintégration (chargée ou neutre) visible doivent en outre être pondérés pour tenir compte des désintégrations qui se produisent hors du volume dit "d'éclairement" ($-14 \text{ cm} \leq x \leq +35 \text{ cm}$; $-13 \text{ cm} \leq y \leq 13 \text{ cm}$; $-27 \text{ cm} \leq z \leq +3 \text{ cm}$) ou trop près de l'apex principal pour être

analysés.

Après étude, l'énergie la plus basse, qui présente par ailleurs une statistique faible, s'est révélée avoir un faisceau très dispersé tant en position qu'en direction et en module de l'impulsion. Elle présente en outre une contamination de π incident mal connue mais paraissant élevée. Nous avons donc décidé de ne pas en poursuivre le traitement.

5 - Notations et codes utilisés.

Nous donnons ci-dessous un tableau des notations que nous utiliserons tout au long des chapitres qui suivent. Les codes de type d'événements et d'hypothèses ont déjà été énumérés dans le texte qui précède. Nous les résumons également ici.

Les particules sortantes seront dénotées par les indices a, b,... pouvant prendre la valeur n, p,... Nous désignerons par :

$M(a,b)$	la masse équivalente au système des 2 particules a et b.
$\cos (a, b)$	l'angle (dans le laboratoire) des directions des particules a et b.
$\vec{q}_a, m_a$	la tri-impulsion de la particule a et sa masse.
$q_a = \vec{q}_a $	le module de q_a .
$E_a = \sqrt{q_a^2 + m_a^2}$	l'énergie de la particule a.
$\vec{q}_a = (q_a, E_a)$	la quadri-impulsion de la particule a.
θ_a	l'angle de diffusion du K^- dans le système (K^-, a) pour une réaction à 3 corps $K^- d \longrightarrow K^- a b$.
θ_d	sera l'angle de diffusion du K^- dans le laboratoire pour une diffusion élastique $K^- d \longrightarrow K^- d$.
θ_d^*	sera l'angle correspondant dans le système du centre de masse.
$r_{ab} = q_a/q_b$	

N_p, N_n	énergie de réaction dans le système K^-p, K^-n pour la réaction $K^-d \longrightarrow n p K^-$
X_{pn}	$X_{pn} = \left\{ \left[m_d + E_K - E_{np} \right]^2 - \left[q_K - q_{np} \right]^2 \right\}^{1/2}$
ψ	fonction d'onde du deutérium.
ϕ	sa transformée de Fourier.
$S(q)$	facteur de forme du deuton (voir Appendice A)
$D(p)$	distribution du module de l'impulsion d'un nucléon dans le noyau de deutérium.
$P_S = \frac{D(q_S)}{D(q_S) + D(q_R)}$	"probabilité" qu'un nucléon soit spectateur.
w	poids spectral (voir Appendice B).
$\overline{w}$	poids spectral moyen.
x	rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant.
u_c	coupure vers l'avant de la distribution angulaire (en $\cos \theta_R$).

liste des types

200	événement à 2 branches sortantes, choisi par opposition au 200 S. Candidat à une réaction avec neutron spectateur.
200 S	événement à 2 branches sortantes, la trace positive, ionisante, s'arrête dans la chambre et a une longueur projetée inférieure à 12,5 cm. Candidat à une réaction avec proton spectateur.
100 A	événement à une branche vers l'arrière. Candidat à une réaction avec proton spectateur, ce dernier invisible.
201	événement à 2 branches et 1 V^0 .
201 S	même chose, la trace positive comme pour un 200 S.
101	même chose, la trace positive est invisible.

300 γ

3 branches. Candidat désintégration d'l K en mode γ

liste des hypothèses

- | | |
|----|-------------------------------------|
| 1 | $K^- d \longrightarrow K^- d$ |
| 32 | $K^- d \longrightarrow n p K^-$ |
| 62 | $K^- d \longrightarrow x^0_p K^-$ |
| 34 | $K^- d \longrightarrow S^0 p \pi^-$ |

5. ANALYSE DES ÉVÉNEMENTS

I - Sélection des événements.

Parmi les 200 S, seuls ajustent l'hypothèse I ($K^-d \longrightarrow K^-d$), et nulle autre les événements où le deuton sortant est assez courbé pour que son impulsion soit mesurable (l'énergie est déterminée par le parcours). Dans les autres cas, seule l'énergie est mesurée et tous les événements qui ajustent l'hypothèse I ajustent aussi l'hypothèse 32 ($K^-d \longrightarrow n p K^-$). Les ajustements sont à 4 contraintes pour l'hypothèse I et à 1 contrainte seulement pour l'hypothèse 32. On peut donc penser que l'hypothèse I a un poids très fort, peut-être égal à I pour les événements ambigus. Pour vérifier ce point, nous avons examiné les distributions des 3 quantités suivantes : $M(p, n)$, $\cos(p, n)$, χ_{pn} pour les hypothèses 32 des événements ambigus. On constate que $M(p, n)$ présente une distribution extrêmement étroite centrée sur la masse des deutons M_D et que $\cos(p, n)$ est toujours extrêmement voisin de 1. La distribution de χ_{pn} est assez large ; elle est centrée sur 1,5. Cette valeur est en fait celle qui correspond à un deuton [33]. En effet, pour des parcours faibles, les impulsions d'un proton et d'un deuton (de même parcours) sont dans un rapport constant ρ voisin de 0,6. Pour un événement élastique (où le deuton a une impulsion q_D) ajusté comme $n p K^-$, on aura

$q_p = \rho q_D$. De plus le neutron et le proton auront la même direction et par conséquent on aura aussi $q_p + q_n = q_D$; d'où $\eta_{pn} = \rho / (1 - \rho) \simeq 1,5$. De façon précise, (avec la coupure en longueur projetée $L_p \geq 0,1 \text{ cm}$) on constate qu'environ 90 % des événements ambigus I + 32 passent le test défini par :

$$\cos(p, n) > 0,7$$

$$M(p, n) < 1,9$$

$$1,0 < \eta_{pn} < 2,25$$

Les 10 % environ d'événements restants sont assez pauvrement mesurés et il n'est pas clair de savoir comment les répartir. Pour l'instant nous faisons l'hypothèse conservatrice suivante que tous les événements ambigus peuvent être considérés comme élastiques. Il faut encore savoir si l'on ne perd pas quelques événements élastiques par suite de la trop forte contrainte de l'ajustement. Nous avons donc examiné aussi les distributions de $M(p, n)$, $\cos(p, n)$ et η_{pn} pour les hypothèses 32 non ambiguës avec l'hypothèse I. Deux cas sont à distinguer :

a) événements ajustant l'hypothèse 32 sans ambiguïté. Aucune contamination d'hypothèse élastique n'est possible ; le K^- a été identifié par son ionisation ; son impulsion est donc faible (comme celle du proton) et par conséquent le neutron est énergétique ; il ne peut donc s'agir d'un deuton.

b) événements ambigus 32 + 34. L'argument ci-dessus ne vaut plus. Le K^- est énergétique (il est indiscernable d'un π^-), le neutron a donc une impulsion assez faible ; on s'attend à ce que η_{pn} soit voisin de 1 (il s'agit seulement d'un ordre de grandeur) et à ce que $M(p, n)$ diffère très peu de M_D . Le critère le plus sensible doit être l'angle $\cos(p, n)$. Sa distribution est sen-

siblement plate et on ne peut donc là non plus conclure à une présence importante d'événements élastiques mal identifiés. Globalement nous avons estimé à 1 % une limite supérieure de la contamination d'événements élastiques dans les événements conduisant à la combinaison 32 + 34 (ce nombre est obtenu après la coupure, mais avant la pondération traitée au § 2).

Dans le cas des 200, l'impulsion de la trace positive est mesurée par sa courbure, de sorte qu'une ambiguïté entre les hypothèses I et 32 est exclue, sauf en cas de mesure très peu précise. Il y a 18 ambiguïtés de ce type sur un total de 3299 événements mesurés. D'après les critères du paragraphe précédent, il s'est avéré que ces événements correspondaient tous à des hypothèses 32. Il existe en outre 6 événements, candidats à une hypothèse I inambiguë, qu'après réexamen individuel nous n'avons pas cru devoir retenir non plus.

En conclusion nous avons donc retenu comme élastiques les seuls événements qui ajustaient l'hypothèse I, ceci sans tenir compte des ambiguïtés cinématiques avec d'autres hypothèses.

2 - Compensation des pertes de deutons courts.

Au cours de l'examen des clichés, les événements élastiques à faible transfert risquent d'être perdus puisqu'ils conduisent à un deuton secondaire très court en même temps qu'à un angle de diffusion très faible. Pour un parcours donné du deuton secondaire, la perte est minimale quand le plan de diffusion est parallèle au plan xOy des hublots de la chambre et maximale quand il lui est normal. En outre, on peut s'attendre, pour des parcours de deutons assez grands, donc des transferts (en module) assez élevés, à une perte nulle ; de même pour des transferts voisins de 0 la perte sera totale (voir fig. I4 A). Nous appelons

équatoriale la région spatiale où l'angle du plan de réaction avec le plan xOy est en valeur absolue inférieure à $\pi/4$; le reste de l'espace sera dit région polaire. Vu l'isotropie de la diffusion élastique autour de la direction de la particule incidente, ces deux régions devraient être également peuplées. Nous avons donc étudié la variation du rapport $\rho = P_{ol} / E_{qu}$ du nombre d'événements polaires au nombre d'événements équatoriaux, en fonction du transfert. Ce rapport (fig. I4 B) est égal à 1 (pas de pertes) pour $t < t_1 = -0,09$ et décroît ensuite jusqu'à zéro pour t croissant jusqu'à la valeur $t_2 = -0,02$. Au delà de t_2 , la perte est totale et une extrapolation jusqu'à $t = 0$ est nécessaire. Entre les deux valeurs t_1 et t_2 , il existe une perte partielle qui peut être compensée simplement en remplaçant le nombre d'événements observés $P_{ol} + E_{qu} (\pm \sqrt{P_{ol} + E_{qu}})$ par le nombre corrigé $2 E_{qu} \pm 2 \sqrt{E_{qu}}$

3 - Corrections et coupures à grand transfert.

Tous les événements de longueur L inférieure à $L_0 = 12,5$ cm ont été retenus et, à part les corrections de pertes à faible longueur, aucune correction n'est nécessaire. Les événements de longueur supérieure à L_0 peuvent être traités de 2 façons différentes. La première consiste à les rejeter purement et simplement, ce qui revient à introduire une coupure en $\cos \theta_d$ et à ne retenir que les événements avec $\cos \theta_d > c_0$; c_0 varie de 0,6 environ pour l'énergie la plus basse à 0,8 pour la plus haute. La seconde méthode consiste à pondérer les événements où $L > L_0$ par le poids (voir Appendice C)

$$W = \frac{\pi/2}{\pi/2 - \alpha}$$

avec $\lambda = \frac{h}{m \sin \theta_d} \sqrt{\frac{L^2 - L_0^2}{L^2}}$

C'est cette seconde méthode que nous avons finalement retenue.

4 - Calcul des sections efficaces.

Pour passer d'un nombre d'événements (corrigé) à une section efficace absolue, il faut connaître le nombre de K^- incidents. Pour cela nous avons recensé les désintégrations de K^- incidents en 3π chargés (mode Σ^- , type 300 Σ^- , CH III § 2). Cette méthode n'exige pas de connaître la contamination du faisceau mais elle conduit à des erreurs statistiques assez grandes.

Pour une longueur ℓ de traces incidentes examinées, le rapport attendu du nombre $N_b(E\nu)$ d'événements d'un type donné $E\nu$ ou nombre $N_b(\Sigma^-)$ de 300 Σ^- est égal au rapport des probabilités respectives d'occurrence de l'événement et de la désintégration, donc égal à l'inverse du rapport des libres parcours moyens correspondants :

$$\frac{N_b(E\nu)}{N_b(\Sigma^-)} = \frac{\ell / L(E\nu)}{\ell / L(\Sigma^-)} = \frac{L(\Sigma^-)}{L(E\nu)}$$

On a d'autre part

$$L(E\nu) = \frac{1}{n \sigma} \qquad L(\Sigma^-) = \frac{p c t}{M_K}$$

où σ est la section efficace pour le type d'événements considéré et n la densité de diffuseurs dans la chambre ; pour le deutérium $n = \frac{1}{2} N d$, N étant le nombre d'Avogadro ($N \simeq 6,06 \cdot 10^{23}$) et d la masse volumique du deutérium liquide ($d \simeq 0,137 \text{ gr/cm}^3$)

p est l'impulsion incidente

c la vitesse de la lumière ($3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}$)

M_K la masse de méson K ($M_K \simeq 0,494$ GeV)

t est la durée de vie moyenne pour le mode τ : $t = \frac{T}{r}$; T est la durée de vie moyenne du K^- ($T \simeq 1,28 \cdot 10^{-8}$ sec), r le taux relatif de désintégration

$$r = \frac{K^- \longrightarrow 3 \pi \text{ chargés}}{K^- \longrightarrow \text{tous les modes}} \quad (r \simeq 5,5 \cdot 10^{-2})$$

On en déduit par conséquent :

$$\sigma = \frac{M_K r n}{p c T N d} \frac{Nb(Ev)}{Nb(\tau)} \equiv \frac{c\hat{\sigma}}{p} \frac{Nb(Ev)}{Nb(\tau)} \quad (1)$$

la constante $c\hat{\sigma}$ est voisine de 1,76, p étant exprimé en GeV/c, et σ en mb.

Nous pouvons, à l'aide de cette formule, obtenir $d\sigma/dt$ (ou $d\sigma/d\Omega$) pour $t \leq -0,02$. Pour calculer la section efficace totale élastique σ_{el} , une extrapolation vers l'avant est nécessaire. Comme $d\sigma/d\Omega$ (fig. I6) varie très vite vers l'avant (de façon à peu près exponentielle), l'extrapolation ne peut pas être rendue absolument indépendante de tout modèle.

5 - Modèle optique.

Avant d'étudier en détail le modèle élaboré de Glauber (voir § 7), nous avons vérifié que nos événements suivaient bien une loi empirique de la forme

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \exp(b.t) \quad (2)$$

correspondant, dans le cadre du modèle optique, à une diffusion diffractive par un disque opaque uniformément dense de rayon $r = 2 \sqrt{b}$, valeur à comparer au rayon moyen du deuton déduit de sa fonction d'onde.

On constate que l'accord avec la formule ci-dessus est bon à toutes les énergies et que l'ajustement (en moindres carrés) des paramètres A et b fournit pour ce dernier une valeur remarquablement constante en fonction de l'impulsion

incidente (voir tableau VIII). Ceci nous autorise à utiliser simultanément tous les événements pour le déterminer (fig. I5). Dans l'intervalle : $-0,215 \leq t \leq -0,025$. On obtient la valeur : $b = 28,9 \pm 1,9$ avec une probabilité de χ^2 très faible, inférieure à 1% . Cette faible valeur est due essentiellement, comme on peut le voir sur la figure I5, à la contribution des deux points expérimentaux les plus proches de $t = 0$. Ces deux points ont une erreur statistique relativement faible, mais ils sont obtenus après une pondération importante (voir § 2) et peuvent être affectés d'une erreur systématique élevée, mais mal connue. Dans ces conditions, il nous a paru préférable de ne pas en tenir compte ici et nous avons refait l'ajustement sur l'intervalle

$$-0,215 \leq t \leq -0,045$$

on obtient ainsi la valeur :

$$b = 27,0 \pm 2,5 \text{ (GeV/c)}^{-2}$$

avec 68 % de probabilité de χ^2 . On peut comparer ce résultat à la valeur obtenue à 3 GeV/c par la collaboration "S.A.B.R.E." [34] : $28,8 \pm 1,2 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ correspondant à un rayon de $2,12 \pm 0,05 \text{ f}$.

6 - La théorie de Glauber.

Nous désignerons sous ce nom le modèle introduit par Glauber [6] et perfectionné ensuite par différents auteurs [25, 26, 27, 28, 20, 29] pour décrire en termes de diffusion individuelle sur chacun des nucléons les interactions méson-deuton. Plus précisément, l'amplitude de diffusion $\mathcal{U} - d$ s'écrit comme la somme d'un terme de diffusion simple (approximation d'impulsion ; graphes de la fig. 3 dans lequel le nucléon spectateur est supposé sur sa couche de masse) et d'un terme de double diffusion (graphe de la fig. 4) dans lequel le méson

interne est supposé sur sa couche de masse ainsi que les nucléons "spectateurs" de chaque demi-graphe (lignes barrées sur la Fig. 4) [30]. Pour la valeur $\vec{q}$ du tri-transfert au deuton, nous désignerons par $f(\vec{q})$ l'amplitude $\mathcal{M}$ -d :

$$f(\vec{q}) = S(\vec{q}/2) \left[f_p(\vec{q}) + f_n(\vec{q}) \right] + \frac{i d}{2\pi} \int S(\vec{q}') \langle f_1(\vec{q}/2 + \vec{q}') f_2(\vec{q}/2 - \vec{q}') \rangle d^2\vec{q}' \quad (3)$$

$S(\vec{q})$ est le facteur de forme du deuton :

$$S(\vec{q}) = \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{z}} \left| \psi(z) \right|^2 d\vec{z} \quad (4)$$

Le calcul explicite de $S(\vec{q})$ pour les différentes fonctions d'onde ψ considérées au CH 2, § 2 est donné dans l'Appendice A. f_p et f_n désignent respectivement les amplitudes de diffusion $\mathcal{M}$ -p & $\mathcal{M}$ -n; f_1 et f_2 désignent les opérateurs de diffusion pour une collision entre le méson $\mathcal{M}$ et les nucléons 1 ou 2 respectivement. Leur produit est un opérateur dans l'espace d'isospin $\mathcal{M}$ - $\mathcal{N}$ dont on prend la moyenne pour l'état fondamental du deuton. Ceci inclut en particulier le terme de double échange de charge élastique, de sorte que, explicitement :

$$\begin{aligned} \langle f_1(\vec{q}/2 + \vec{q}') f_2(\vec{q}/2 - \vec{q}') \rangle &= f_p(\vec{q}/2 + \vec{q}') f_n(\vec{q}/2 - \vec{q}') \\ &- \frac{1}{2} [f_n(\vec{q}/2 + \vec{q}') - f_p(\vec{q}/2 + \vec{q}')] [f_n(\vec{q}/2 - \vec{q}') - f_p(\vec{q}/2 - \vec{q}')] \end{aligned} \quad (5)$$

Compte tenu de la connaissance imparfaite que l'on a des amplitudes individuelles f_p et f_n , il est habituel d'introduire dans le calcul de la formule (2) un certain nombre d'approximations simplificatrices. On peut d'abord remarquer que la présence du terme de coupure $S(\vec{q})$ donne un poids très fort au comportement vers l'avant des amplitudes f_n et f_p . Il est alors raisonnable de remplacer les valeurs véritables de ces amplitudes par une paramétrisation aussi simple que possible, même si elle n'est valable que tout à fait vers l'avant. La forme exponentielle suivante

$$f_j = \frac{\sigma_j}{4\pi d} (\rho_j + i) e^{-b_j q^2} \quad ; \quad j = p, n \quad (6)$$

(où ρ est le rapport $\frac{Re f}{Im f}$ pour $q = 0$ et σ_j la section efficace totale $\sigma_{tot}(\pi^+ p)$) a donné de bons résultats dans le cas de la diffusion $\pi^+ d$

[29] et $\pi^+ d$ [26]. Nous l'avons adoptée pour cette étude.

Nous avons utilisé pour σ_p , σ_n et ρ_p des valeurs tirées de la littérature [12] et [32].

La valeur de ρ_n est plutôt mal déterminée ; nous avons pris une valeur d'essai raisonnable constante de 0,4. Les valeurs des paramètres ont été déduites par un ajustement rapide des valeurs expérimentales de la ref. [32]. En ce qui concerne le paramètre b_n , nous avons d'abord introduit une valeur constante voisine de la moyenne des valeurs de b_p . Cette estimation plausible conduit à une très bonne prédiction de l'ordre de grandeur convenable. Nous avons ensuite utilisé des valeurs un peu différentes, déduites de nos propres résultats sur les distributions angulaires $K^- n$ (voir CH VII). Le tableau IX résume l'ensemble des valeurs finalement utilisées pour les paramètres σ_p , σ_n , b_p , b_n , ρ_p , ρ_n . Compte tenu de la statistique de l'expérience, nous n'atteignons en pratique que

les valeurs de $\cos \theta_d^*$ (θ_d^* est l'angle de diffusion dans le système K^-d) supérieures à 0,6 environ, ce qui correspond à une valeur de q^2 de l'ordre de 0,25 à 0,45 suivant les énergies. A de tels transferts, si la valeur du terme de simple diffusion (approximation d'impulsion) est prépondérante, la contribution du terme de double diffusion, quoique faible, est nécessaire. Elle se traduit par une interférence destructive qui diminue de 40 à 50 % la section efficace aux transferts les plus élevés. Si l'on prend la formule (2) complète (développée suivant (5) avec l'approximation (6)), on obtient des différences du même ordre de grandeur en faisant varier les paramètres de la fonction d'onde. Si on adopte la forme de Hulthen, le meilleur accord est obtenu pour la valeur la plus basse du paramètre β (conformément d'ailleurs à ce qui est donné par Moravčík [15] comme le meilleur ajustement). L'accord est encore meilleur si on adopte la forme II de Moravčík [15] ; c'est celle que nous avons choisie ici (en nous limitant à la partie d'onde S, ce qui suffit puisque nous n'atteignons pas des transferts très élevés). On doit remarquer que ce choix a pour effet de diminuer encore la section efficace calculée pour les valeurs de $\cos \theta_d^*$ les plus basses que nous atteignons.

7 - Discussion des résultats.

La fig. 16 donne les histogrammes corrigés des sections efficaces différentielles $d\sigma/d\Omega$ à chaque énergie (les erreurs indiquées sont purement statistiques) et les prédictions obtenues avec les formules 2 - 6 pour les valeurs des paramètres indiquées tableau IX. Il est à souligner que dans cette théorie aucun paramètre n'est libre, et que par conséquent aucune normalisation n'est nécessaire.

Vu les approximations que nous avons faites et l'imprécision d'un certain nombre de paramètres, on peut dire que l'accord est satisfaisant tant sur la forme des distributions que sur l'ordre de grandeur des sections efficaces. Nous avons donc choisi d'effectuer l'extrapolation vers l'avant selon le modèle théorique étudié ci-dessus. Nous donnons tableau IX et Fig. 17 les sections efficaces totales élastiques obtenues :

- a) théoriquement (par intégration de la formule 3 - 6) :

$$\sigma_{th} = \int_{x_m}^1 \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{th} dx \quad x = \cos \theta_d$$

- b) expérimentalement (par extrapolation) :

$$\sigma_{exp} = \sum_{x_m \leq x_i \leq x_M} \frac{d\sigma}{d\Omega}(x_i) \Delta\Omega_i + \int_{x_M}^1 \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{th} dx$$

où $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{th}$ est la formule de Glauber (3 - 5).

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(x_i)$ est la valeur de nos résultats expérimentaux pour le $i^{ème}$ bin de chaque histogramme.

x_m est la limite inférieure expérimentale.

x_M la limite supérieure choisie de façon à ce qu'il n'y ait plus

de perte de deutons courts.

V - ETUDE DE LA REACTION $K^- d \rightarrow n p K^-$: GENERALITES

I - Introduction.

Au cours de ce chapitre seront étudiés les événements de type "200" ou "200 S" (et "100 A") correspondant à la réaction $K^- d \rightarrow n p K^-$ (hypothèse 32). Beaucoup de ces événements ajustent en même temps l'hypothèse 34 : $K^- d \rightarrow S^0 p \pi^-$ (où S^0 désigne un système baryonique neutre étrange : $\Lambda^0 (\Sigma^0) + \pi^0, \pi^\pm, \dots$). Le premier problème que nous aurons à résoudre sera donc celui de la séparation des événements ambigus ; il sera traité au § 2. Nous aurons alors obtenu un lot considéré comme pur d'événements 32. Le second problème consistera à en extraire deux sous-ensembles correspondant respectivement (dans les limites de l'approximation d'impulsion) aux hypothèses :

$$\begin{aligned} 32_p &: K^- d \longrightarrow n_s p K^- \\ \text{et } 32_n &: K^- d \longrightarrow p_s n K^- \end{aligned}$$

où l'indice s désigne le nucléon spectateur (le nucléon de recul sera de même désigné dans la suite par l'indice R et il nous arrivera de noter l'une ou l'autre des réactions $32_p, 32_n$ par 32_R pour $K^- d \longrightarrow \mathcal{N}_s^0 \mathcal{N}_R^0 K^-$). La distinction (§ 3) entre les réactions 32_p et 32_n ne peut être que statistique. Qui plus est elle ne sera valable que pour des domaines de variation de l'angle de diffusion

$\theta_{R\pi^-}$ limités (§ 4 et 5). En dehors de ces intervalles se poseront des problèmes pratiques d'extrapolation ; ceux-ci ne seront résolus que par l'utilisation du théorème optique (§ 6). L'ajustement des distributions angulaires (§ 7 et 8) et le calcul des sections efficaces totales quasi-élastiques (§ 9) en dépendent étroitement.

Le présent chapitre se propose d'étudier tous les problèmes communs aux réactions 32_p et 32_n . Les problèmes spécifiques à chacune de ces réactions seront vus plus loin (CH VI et VII).

2 - Séparation des événements ambigus.

Nous avons d'abord éliminé les événements situés hors du volume utile de la chambre, puis ceux où la trace positive s'est révélée (après mesure) être un π^+ ou un deuton. Ceci fait, nous disposons parmi les "200" (respectivement les "200 S") d'un lot d'événements que l'on peut répartir comme suit :

a) N_{32} satisfont à l'hypothèse 32 (npK^-) de façon inambiguë (la trace négative est identifiée comme un K^- par son ionisation)

b) N_{34} sont du type $K^-d \rightarrow S^0 p \pi^-$ (le π^- est identifié)

c) N sont ambigus entre les 2 catégories a) et b) ci-dessus. Les événements ambigus de la catégorie c) sont de deux sortes :

c₁) ceux où la trace négative a une impulsion élevée (supérieure à 600 MeV/c), trop grande pour qu'il soit possible de distinguer à l'oeil un π^- d'un K^- par l'ionisation.

c₂) ceux qui ont un angle de plongée ("dip") trop grand (plus de 60°) pour que la noirceur de la projection de la trace négative (projection qui est dans ce cas assez courte) soit significative.

Pour séparer les événements ambigus, nous avons utilisé des événements de type "20I" ("20IS"). Ces événements sont physiquement identiques à ceux de la catégorie b) ci-dessus et sont rendus inambigus par l'identification de la particule V^0 . Il y en a N_K où la particule de désintégration est un K^0 et N_{Λ} où elle est un Λ^0 (ou un Σ^0). Compte tenu de la cinématique particulière de la réaction $K^- d \rightarrow K^0 n p \pi^-$, les événements de ce type sont inambigus même si on ne voit pas le K^0 . Parmi les N_{Λ} événements avec $V^0 = \Lambda^0$, nous avons sélectionné ceux où la particule négative avait, soit une impulsion de plus de 600 MeV/c, soit un dip de plus de 60° et nous les avons réajustés en ignorant la présence du Λ^0 (ces événements seront désignés par le code "20(I)", "20(I)S").

On obtient de la sorte N'_{Λ} événements ambigus 32 - 34 (et par conséquent $N_{\Lambda} - N'_{\Lambda}$ événements 34 inambigus). Soit u_{Λ} (u_K) le "facteur de visibilité" du Λ^0 (du K^0) défini comme le rapport du nombre de désintégrations invisibles ou nombre de désintégrations visibles ; $u_{\Lambda} \simeq 0,60$ et $u_K \simeq 2,30$. Pour les "200" ("200 S"), on doit avoir un nombre total d'événements 34 égal à $u_{\Lambda} (N_{\Lambda} - N'_{\Lambda}) + u_K N_K$. Si ce nombre est significativement plus grand que N_{34} , on prend comme nombres effectifs d'événements 32 (respectivement 34):

$$\begin{aligned} N_{32}^* &= N_{32} + N - u_{\Lambda} N'_{\Lambda} \\ N_{34}^* &= N_{34} + u_{\Lambda} N'_{\Lambda} \end{aligned}$$

et on disposera en outre d'un test de cohérence obtenu en comparant les deux nombres N_{34} et N'_{34}

$$N'_{34} = u_{\Lambda} (N_{\Lambda} - 2 N'_{\Lambda}) + u_K N_K$$

qui doivent être égaux.

En ce qui concerne les "200", nous avons trouvé que la correction (estimée sur un échantillon restreint) $N_{32} + N - N_{32}^*$ était au plus de 2 à 3 % et nous l'avons négligée.

Dans le cas des "200 S", la correction, de l'ordre de 10 %, a été appliquée à l'histogramme des distributions angulaires, canal par canal ; ceci explique que l'on puisse rencontrer quelques canaux ayant un nombre d'événements légèrement négatif.

3 - Recherche des nucléons spectateurs.

A l'approximation d'impulsion, l'impulsion du nucléon spectateur est distribuée selon la loi $D(q_S)$ [chapitre II formule (7)]. L'accord général est bon (fig. 18), mais la distribution expérimentale s'écarte de cette forme théorique pour les valeurs élevées de q_S . Nous sommes ainsi amenés à nous limiter au domaine $q_S < 250$ MeV/c. Cette coupure est quelque peu arbitraire, mais elle n'introduit pas de biais dans les distributions angulaires. Expérimentalement, elle conduit à éliminer environ 10 % des événements de type "200" au lieu des 3 % prévus par la théorie. Signalons que pour les "200" il n'y aura pas d'autres coupures en q_S . Au contraire, pour les événements de type "200 S", il y aura lieu d'introduire une coupure de visibilité aux environs de $q_S = q_p = 90$ MeV/c et de ne retenir que les événements avec $90 \text{ MeV/c} < q_p < 250 \text{ MeV/c}$.

L'identification du nucléon spectateur ne peut être que statistique. Les probabilités respectives qu'ont chacun des deux nucléons d'être spectateur sont fonction des impulsions finales q_p et q_n . Elles ne sont significativement différentes que si q_p et q_n sont elles-mêmes très différentes et le nucléon d'impulsion la plus basse est alors considéré comme effectivement spectateur

Le nucléon de recul (non spectateur) a donc une impulsion finale élevée, ce qui correspond à une diffusion à grand angle. Ceci introduit une limitation sévère du domaine physique que l'on peut atteindre par cette méthode.

De façon plus précise, appelons P_n & P_p les probabilités pour que l'interaction $K^- d \rightarrow n p K^-$ ait eu lieu en laissant spectateur respectivement le neutron et le proton. Négligeant les diffusions multiples et les interférences :

$$P_p + P_n = 1$$

et, d'autre part, en considérant que P_S est le produit de deux probabilités : celle $D(q_S)$ que le nucléon $\mathcal{N}_S$ ait eu (avant le choc) l'impulsion q_S et celle qu'une réaction $K^- \mathcal{N}_R$ conduise aux valeurs finales X_R, θ_R de l'énergie et de la direction du nucléon $\mathcal{N}_R$:

$$\frac{P_n}{P_p} = \frac{D(q_n)}{D(q_p)} \frac{\frac{d\sigma^{(p)}}{d\Omega_{(p)}}(x_p, \theta_p)}{\frac{d\sigma^{(n)}}{d\Omega_{(n)}}(x_n, \theta_n)} \quad (1)$$

Si on considère que $d\sigma^{(p)}/d\Omega$ et $d\sigma^{(n)}/d\Omega$ sont du même ordre de grandeur, on peut obtenir une estimation à priori de P_p et de P_n en prenant simplement $D(q_n)/D(p_n)$ dans la formule ci-dessus, soit :

$$P_n = \frac{D(q_n)}{D(q_n) + D(q_p)}$$

et

(1 bis)

$$P_p = \frac{D(q_p)}{D(q_n) + D(q_p)}$$

4 - Limite du domaine angulaire utilisable.

La figure 19 donne l'histogramme du nombre d'événements 32 en fonction de P_n et de q_p pour le type "200" :

- a) pour tous les événements.
- b) pour $q_n < 250 \text{ MeV/c}$.

On constate dans les deux cas une forte accumulation autour des valeurs élevées de P_n et on voit que l'effet de la coupure b) est d'éliminer les basses probabilités. Ceci tient au fait que les événements avec neutron présumé spectateur ont déjà été sélectionnés (lors de l'examen des clichés) par le critère

$$(q_p)_{xy} \geq 250 \text{ MeV/c}.$$

Reprenons le même histogramme pour tous les événements "200" et "200 S" des films des 3 énergies nominales 2,5 & 7 pour lesquels les "200" ont été mesurés (fig. 20). Il n'est autre que l'analogue de l'histogramme de la figure 19 complété par adjonction des basses valeurs de q_p (supérieures toutefois à 90 MeV/c). Il est alors clair que la coupure $q_n < 250 \text{ MeV/c}$ ne suffit plus à éliminer toutes les valeurs indésirables de P_n . On souhaiterait une coupure supplémentaire $P_n > P^0$ (valeur limite à préciser), mais elle n'a pas de sens physique puisqu'elle dépeuple artificiellement certains canaux de l'histogramme de q_n et donc aussi de la distribution angulaire θ_n . La seule solution acceptable est d'effectuer une coupure $q_p > q_p^0$ (P^0) (voir fig. 23) qui assure le même résultat, mais du même coup supprime complètement la zone partiellement dépeuplée.

La situation est identique en ce qui concerne les "200 S" (fig. 21), à condition de remplacer P_n par P_p et q_p par q_n .

En résumé, nous éliminons purement et simplement la zone de la distribution

angulaire susceptible de contenir des événements ambigus entre $K^- n_s p$ & $K^- n p_s$.

Si on considère un neutron cible supposé immobile, il existe entre q_R et $\cos \theta_R$ une relation fonctionnelle simple. De cette façon il correspond à la coupure q_R^0 sur q_R une coupure u_0 sur $\cos \theta_R$. Pour un neutron mobile (animé du mouvement de Fermi dans le deutérium), la relation est plus compliquée. On pourrait cependant calculer une valeur limite u_0 à partir de la fonction d'onde. Toutefois le plus simple est encore de regarder, pour chaque bande d'énergie, l'histogramme du nombre d'événements en fonction de P_S et de $\cos \theta_R$. La limite u_0 sur $\cos \theta_R$ est alors déterminée directement en fonction de P^0 . La statistique est assez faible et la limite peut être plus ou moins bien définie. On peut améliorer sa définition par continuité d'une énergie à l'autre, surtout si l'on effectue la détermination sur l'histogramme le plus complet, celui des "200 S". Mieux encore, on peut, le cas échéant, faire entrer simultanément dans l'histogramme les valeurs de P_p et $\cos \theta_n$ pour les "200 S" et celles de P_n et $\cos \theta_p$ pour les "200". La figure 22 présente cet histogramme pour la bande d'énergie n° 5 : $1,73 \text{ GeV} \leq X_R \leq 1,76 \text{ GeV}$, donnée à titre d'exemple.

Le tableau XI donne pour chaque bande d'énergie les valeurs limites u_0 correspondant respectivement à $P^0 = 0,80$; $P^0 = 0,90$ et $P^0 = 0,98$. Les raisons que nous avons de choisir finalement l'une ou l'autre de ces valeurs seront discutées plus en détail au § 8. Nous allons provisoirement adopter la valeur assez basse $P^0 = 0,80$ et étudier les résultats que l'on peut obtenir ainsi.

En résumé, les points les plus importants à signaler sont les suivants :

a) tous les événements que nous conservons ont une probabilité P_S strictement plus grande que la limite P^0 .

b) dans la région $-1 \leq \cos \theta_R \leq u_0$ la distribution angulaire est sans aucun biais.

5 - Développement des distributions angulaires sur la base des polynômes de Legendre.

Une fois choisie une valeur limite P^0 de la probabilité ($P_S > P^0$), on en déduit la coupure correspondante en $\cos \theta_R : u_0$. On obtient ainsi les histogrammes expérimentaux entre -1 et u_0 des distributions angulaires (en nombre d'événements) pour la réaction quasi-élastique K^-R .

Toutefois à cause du mouvement de Fermi, l'énergie d'interaction X_R du système K^-R n'a pas une distribution discrète. Au contraire, elle varie de façon continue entre deux limites extrêmes. Nous avons divisé l'intervalle $1,64 \leq X_R \leq 1,88$ en 8 intervalles de 30 MeV de large approximativement centrés sur la valeur correspondant à chacune des impulsions incidentes nominales.

De la même façon la distribution des "Z" à chaque impulsion incidente doit être modulée suivant le mouvement de Fermi. Ceci conduit à modifier la formule (1) du CH. IV. Nous avons appelé fonction spectrale, la fonction donnant pour chaque valeur de X_R le nombre d'événements attendus pour une réaction dont la section efficace est constante et égale à 1 mb. Pour tout ceci nous avons utilisé la fonction d'onde de Hulthen (formule (1) CH. II). Tous les détails du calcul se trouvent dans l'Appendice B. Nous désignons sous le nom de poids spectral l'inverse de cette fonction convenablement normalisé. Ce poids permet de passer d'un nombre d'événements à une section efficace et donc de la distribution angulaire à la section efficace différentielle.

Il est en outre souhaitable d'extrapoler les résultats ainsi obtenus, en dehors de la région limitée $(-1, u_0)$, ne serait-ce que pour déterminer la section efficace totale quasi-élastique K^-R et la comparer à la section efficace totale élastique connue par ailleurs. Le plus simple est d'effectuer entre

-1 et u_0 un lissage de notre histogramme conduisant à une forme analytique de la section efficace qui sera ensuite extrapolée ou prolongée et intégrée.

Dans cet esprit, nous avons tenté sur l'histogramme de la distribution angulaire quasi-élastique K^-p (obtenue à partir des événements de type "200") un développement en polynômes de Legendre :

$$\frac{dN}{d\cos\theta} = \sum_{n=0}^l A_n P_n(\cos\theta) \quad (2)$$

Pour l'instant nous ne nous occupons pas encore de la valeur absolue de la section efficace, mais seulement de la forme de la distribution ; par conséquent, seuls ont un sens les rapports A_n/A_0 . Nous avons comparé les résultats ainsi obtenus à ceux de Gelfand [35] et à ceux de Holley [36]. Compte tenu des erreurs qui sont élevées, il y a compatibilité parfaite mais, vu leur imprécision nos résultats sont alors dépourvus d'intérêt.

6 - Utilisation du point avant.

Pour aller plus loin, il est inévitable d'avoir recours à des informations supplémentaires ne provenant pas de cette expérience elle-même. L'idée est d'utiliser le théorème optique pour obtenir la valeur au point avant ($\cos\theta_R = 1$) de la section efficace différentielle $d\sigma^{(R)}/d\Omega$. Ceci aura en particulier l'avantage de remplacer une extrapolation hasardeuse par une interpolation. Désignons par $f_R(\theta)$ l'amplitude de diffusion élastique K^-R et par σ_R la section efficace totale K^-R . Le théorème optique relie la partie imaginaire de $f_R(0)$ et σ_R :

$$\text{Im } f_R(0) = \frac{\sigma_R}{4\pi d} \quad (3)$$

et d'autre part :

$$\begin{aligned}
 \left. \frac{d\sigma^{(R)}}{d\Omega} \right|_{\Theta_R=0} &= \left| f_R(0) \right|^2 \\
 &= \left| \text{Im } f_R(0) \right|^2 + \left| \text{Re } f_R(0) \right|^2 \quad (4) \\
 &= \left\{ 1 + \rho^2 \right\} \left| \text{Im } f_R(0) \right|^2
 \end{aligned}$$

où ρ désigne la quantité, connue expérimentalement (tout au moins en ce qui concerne K^-p ; la situation pour K^-n sera étudiée plus loin)

$$\begin{aligned}
 \rho &= \left| \text{Re } f_R(0) / \text{Im } f_R(0) \right| . \text{ Il vient par conséquent :} \\
 \left. \frac{d\sigma^{(R)}}{d\Omega} \right|_{\Theta_R=0} &= \left\{ 1 + \rho^2 \right\} \left[\frac{\sigma_R}{4\pi A} \right]^2 \quad (5)
 \end{aligned}$$

Les sections efficaces totales sont connues par des expériences de compteurs [1, 2, 9 et 13] . La contrainte supplémentaire ainsi introduite est assez forte pour réduire considérablement les erreurs sur les coefficients du développement en polynômes de Legendre ; on a toutefois avantage à réduire, autant que faire se peut, l'intervalle d'interpolation.

7 - Ajustement des distributions angulaires.

Nous avons effectué le développement en polynômes de Legendre sur les sections efficaces différentielles $d\sigma/d\Omega$ obtenues en pondérant chaque événement par le poids spectral calculé dans l'Appendice B. Conformément à ce qui est dit au CH I § 5, il nous a paru préférable de remplacer dans la formule (5) la quantité σ_R par $\bar{\sigma}_R = \sigma_R \sigma_d / (\sigma_p + \sigma_n)$, ceci afin de

tenir compte de la liaison de nos événements dans le noyau de deutérium. Une façon équivalente de procéder consiste à effectuer l'ajustement sur les distributions angulaires $dN / d\cos\theta$ avec :

$$\left. \frac{dN}{d\cos\theta} \right|_{\theta=0} = \frac{2\pi (1+\rho^2)}{\overline{W}} \left[\frac{\overline{\sigma_R}}{4\pi\lambda} \right]^2$$

où $\overline{W}$ représente le poids spectral moyen. L'ajustement est effectué en moindres carrés à l'aide du programme M I N F U N [40]. Une contrainte supplémentaire a été imposée, tendant à établir l'égalité entre l'intégrale (entre $-I$ et u_0) de la distribution ajustée et le nombre d'événements observés dans le même intervalle.

Il nous reste à discuter du choix de P^0 , dont la valeur fixe le pas d'interpolation. Ceci nous amènera à modifier quelque peu notre méthode expérimentale. Ensuite, nous serons à même de comparer les interactions K^-p élastiques et quasi-élastiques. Les limitations de notre méthode de séparation étant ainsi précisées, nous pourrons enfin l'appliquer aux interactions K^-n , ce qui constitue notre but principal.

8 - Extension du domaine angulaire utilisable.

On peut adopter deux attitudes extrêmes. La première est de prendre une valeur élevée de P^0 ; on ne conserve ainsi qu'un lot restreint mais très pur d'événements ; l'intervalle d'interpolation est assez important. La seconde solution consiste à choisir P^0 assez bas ; ceci diminue le pas de l'interpolation, mais la pureté de l'échantillon est incertaine.

Nous avons adopté une troisième méthode qui permet d'utiliser tous les

événements d'une probabilité P_S plus grande que P^0 et, sans changer P^0 de diminuer le pas de l'interpolation. Considérons l'histogramme du nombre d'événements en fonction de P_S et de q_R , donné schématiquement figure 23. P^0 étant fixé la valeur de coupure u_0 est une fonction décroissante de l'impulsion maximale des spectateurs (voir aussi schéma de la distribution angulaire Fig. 24). Par conséquent si, à la valeur 250 MeV/c de q_S correspondait une certaine valeur u_0 , à une valeur q_S inférieure à 250 MeV/c correspondra une valeur de coupure u'_0 plus grande que u_0 . Les distributions angulaires des événements des différentes parties A, B, B_2 de la figure 23 ont la configuration relative donnée par le schéma 24. La distribution angulaire correspondant à B_2 entre u_0 et u'_0 doit se raccorder exactement à celle correspondant à A_2 entre -1 et u_0 . Pour obtenir la distribution angulaire complète entre -1 et u'_0 il suffit de multiplier la partie de la distribution angulaire ainsi obtenue entre u_0 et u'_0 par le rapport de proportionnalité des distributions des parties A et A_2 entre -1 et u_0 . Ce facteur ρ est le rapport des fonctions spectrales (Appendice B) prises respectivement entre 0 ou 90 MeV/c et 250 MeV/c d'une part, 0 ou 90 MeV/c et q_S MeV/c d'autre part. L'erreur statistique doit être multipliée par le même facteur ρ .

Pratiquement, ρ peut être choisi tel que les points P et Q (fig. 24) coïncident. En fait, on travaille, non sur des fonctions continues ajustées, mais sur des histogrammes. La normalisation devient alors un peu plus compliquée, mais le principe reste le même. Toutefois, cette méthode a l'inconvénient de dépendre du choix de la fonction $\mathbb{D}(q_S)$. On peut éliminer cette dépendance par une méthode purement expérimentale. La courbe $q_S = \text{constante}$ sépare la région

A en deux parties A_1 et A_2 (fig. 23). Une valeur précise du facteur de proportionnalité peut être en prenant :

$$\rho = (S_1 + S_2) / S_2$$

où S_1 et S_2 sont les nombres totaux d'événements dans les histogrammes respectifs A_1 et A_2 .

On peut alors combiner les histogrammes A_1 et A'_2 (réunion de A_2 et de B_2) de la façon suivante :

A) pour $-1 < u < u_0$

$$\begin{aligned} N^i &= N^i(A'_2) + N^i(A_1) \\ &= N^i(A_2) + N^i(A_1) = N^i(A) \\ \delta N^i &= \delta N^i(A) \end{aligned}$$

B) pour $u_0 < u < u'_0$

$$\begin{aligned} N^i &= \rho N^i(A'_2) = \rho N^i(B_2) \\ \delta N^i &= \rho \delta N^i(B_2) = \rho [N^i(B_2)]^{1/2} \end{aligned}$$

Afin de minimiser les parties perdues B_1 et C (fig. 23), on peut opérer de proche en proche en découpant la zone $(0 \text{ ou } 90 \text{ MeV/c}) < q_S < 250 \text{ MeV/c}$ en autant de bandes partielles que l'on désire et en itérant le processus ci-dessus. On obtient alors un histogramme allant jusqu'à la valeur $\overline{u}_0$. Entre -1 et u_0 , l'histogramme est identique à ce que l'on obtient par la seule utilisation de la zone A. Entre u_0 et $\overline{u}_0$, il est partagé en canaux adjacents dont le contenu a une précision décroissante.

Cette extension contribue assez peu à la précision de l'ajustement de la distribution angulaire en polynômes de Legendre, mais elle facilite l'interpo-

lation et corrobore le choix de la quantité p^2 dans la détermination du point avant. En pratique, la zone utile a été découpée en 12 bandes d'impulsion q_p . Pour les énergies les plus basses on peut atteindre ainsi les valeurs de $\cos \theta_R$ de 0,8 s'élevant jusqu'à 0,9 pour les énergies les plus hautes. Nous avons, à chaque énergie, vérifié la compatibilité entre les ajustements sur l'histogramme ainsi étendu et sur sa restriction à la partie A.

On peut remarquer que les événements situés entre les valeurs 0 et $I - P^0$ de P_p correspondent en fait à des interactions sur proton avec $P_n > P^0$. On peut penser à les utiliser conjointement avec les événements de type "200". Toutefois, la recherche des événements de type "200" et "200 S" ayant eu lieu de façon indépendante, un biais est possible aux environs de la zone de raccordement $q_p \simeq 300$ MeV/c. Ce biais est accentué par le dépouillement qui n'a pas systématiquement conservé les "200 S" ayant une valeur élevée de q_p . Compte tenu de ce biais l'ajustement n'a pas été refait systématiquement sur l'histogramme étendu. Nous verrons toutefois sur un cas particulier (CH VI) que l'accord entre l'histogramme étendu et l'ajustement sur sa restriction est qualitativement bon jusqu'à des valeurs de $\cos \theta$ correspondant à la zone de raccordement.

9 - Calcul des sections efficaces totales (quasi-) élastiques

Il est facile d'obtenir la section efficace intégrée entre -1 et u_0 : $\sigma(u_0)$. A partir de là, nous obtenons la section efficace totale élastique en multipliant $\sigma(u_0)$ par le rapport T suivant :

$$\begin{aligned} T &= \frac{\int_{-1}^{+1} \sum A_n P_n(\cos \theta)}{\int_{-1}^{u_0} \sum A_n P_n(\cos \theta)} \\ &= \frac{2 A_0}{\sum R_n A_n} \end{aligned}$$

les coefficients numériques R_n ne dépendant que de n et du u_0 .

Nous allons, au cours des 2 chapitres suivants, passer en revue les résultats expérimentaux que nous avons obtenus.

VI - ETUDE DE LA REACTION QUASI-ELASTIQUE K^-p

I - Introduction.

Conformément au programme élaboré au chapitre précédent, nous avons déterminé, sur un échantillon de contrôle restreint, les distributions angulaires et les sections efficaces quasi-élastiques K^-p . Nous avons réduit l'échantillon aux événements de type "200" ajustant l'hypothèse 32 ($K^-d \rightarrow n p K^-$) avec ou sans ambiguïté. Comme nous l'avons vu, il est indispensable d'introduire une coupure sur la distribution angulaire ($-1 \leq \cos \theta_p \leq u_0$). Il convient en outre de ne retenir que les événements où le neutron sortant est peu énergétique (neutron spectateur : $0 < q_n < 250 \text{ MeV}/c$). Par conséquent une extrapolation vers l'avant ($u_0 < \cos \theta_p \leq 1$) est nécessaire ; pour effectuer celle-ci, il est utile de connaître le point avant ($\cos \theta_p = 1$) et donc la partie réelle de l'amplitude de diffusion à 0° . Nous avons utilisé les valeurs tirées de la référence [32]. Cette extrapolation est obtenue en même temps qu'un lissage des histogrammes expérimentaux, fournissant une décomposition de la distribution angulaire sur la base orthonormale des polynômes de Legendre. La section efficace totale quasi-élastique s'en déduit par pondération spectrale (Appendice B).

2 - Nos résultats - Comparaison qualitative avec ceux de la réaction élastique.

Les figures 25 montrent les histogrammes expérimentaux. Nous leur avons superposé les lissages obtenus (courbes en tireté). A titre indicatif, nous montrons aussi les courbes (en trait plein sur les figures) tirées des mesures sur l'hydrogène [32]. Nos résultats représentent en quelque sorte une moyenne (due au mouvement de Fermi) sur un intervalle assez large (~ 60 MeV/c). Dans l'hydrogène les points sont beaucoup plus serrés (~ 20 MeV/c). Nous avons donc effectué une moyenne de ces résultats sur un intervalle équivalent au nôtre ; c'est cette moyenne qui a été reportée sur les figures.

En ce qui concerne la forme des distributions angulaires, on constate que l'accord n'est pas mauvais. Ce même résultat peut être présenté sous une autre forme moins riche, mais pouvant faire plus facilement l'objet de comparaisons chiffrées. Il s'agit des distributions comparées des coefficients réduits $B_n = A_n / A_0$, présentées sur les figures 26 (voir aussi tableau XII). Bien que cela soit illusoire, au moins pour les énergies les plus basses, nous avons poussé le développement (formule(2), chapitre V) jusqu'à l'ordre 6 ; ceci permet une comparaison directe, terme à terme, avec les résultats de l'hydrogène. On voit que les coefficients que nous obtenons sont très comparables à ceux des références [34] et [32] par exemple. Surtout, ils montrent, en fonction de l'énergie, une allure de variation analogue.

Par contre, pour ce qui est de la valeur absolue de la section efficace, ou ce qui revient au même, de celle du coefficient A_0 , l'accord est nettement moins bon. Il semble même y avoir un écart systématique. Nos résultats (Fig. 27) sont trop faibles d'environ 3 mb. soit 15 à 20 % suivant les énergies. Une partie de cette différence paraît provenir d'une fluctuation locale du nombre de τ ob-

servés dans l'échantillon de contrôle. Ceci rend compte en particulier du défaut très prononcé qui existe dans la région centrale. Le reste de la différence pourrait ressortir d'une erreur systématique dans le traitement du deutérium, choix d'une fonction d'onde partiellement inadéquate, ou plus probablement, répartition trop simpliste de l'effet d'atténuation dans le deutérium (effet Glauber).

3 - Comparaison quantitative précise de nos résultats et de ceux de la réaction élastique.

Pour avoir une idée plus précise de la validité et de la signification de nos résultats, nous avons calculé la probabilité de χ^2 de compatibilité de nos résultats et de ceux de la référence [32] moyennés comme ci-dessus. Les distributions des coefficients B_n sont compatibles à 49 % , mais les sections efficaces totales ne le sont qu'à 2 % environ. De la sorte, on obtient une compatibilité globale (les coefficients B_n et A_0 sont indépendants) de 20 %.

Afin d'éliminer l'effet d'une possible erreur systématique, nous avons repris la même comparaison en ramenant à zéro l'écart moyen des deux sections efficaces. Celles-ci deviennent alors compatibles à 75 % et les résultats globaux le sont à 60 %.

4 - Choix du paramètre u_0 (P^0) et extension vers l'avant.

Les résultats que nous venons de décrire ont été obtenus avec une valeur de coupure u_0 correspondant au choix $P^0 \simeq 0,80$. Pour la bande d'énergie n° 5 ($1,73 \text{ GeV} \leq E \leq 1,76 \text{ GeV}$), où la statistique est relativement plus importante, nous avons effectué les mêmes ajustements avec 2 autres valeurs de u_0 correspondant respectivement à $P^0 = 0,70$ et $P^0 = 0,90$. De même, nous avons éga-

lement effectué un ajustement sur l'histogramme étendu vers l'avant, à l'aide des "200 S", selon la méthode du chapitre V § 8. Dans l'étude qui suit, ces différents ajustements ont été classés séquentiellement d'après la valeur maxima de $\cos \theta_p$ utilisée, soit $\bar{u}_0$.

La première constatation est que l'accord entre ces différents ajustements est exceptionnellement bon. Les coefficients B_n varient au plus d'une faible fraction de leur erreur et E_6 , qui varie le plus, reste constamment compatible avec zéro. Comme, d'autre part la probabilité de χ^2 du lissage augmente avec $\bar{u}_0$ tandis que les erreurs sur les coefficients A_n (ou B_n) diminuent, on peut penser que la méthode d'extension est excellente et qu'il n'est pas nécessaire d'être trop exigeant sur le choix de la valeur limite P^0 .

Toutefois, on peut déceler une tendance, légère mais constante, de la valeur du point avant ajusté à diminuer quand $\bar{u}_0$ augmente. Ceci se traduit par une légère diminution concomittante de la section efficace totale élastique extrapolée. Pour préciser ce point et élucider le rôle exact de la contrainte à 0° , nous avons repris les 4 ajustements ci-dessus sans imposer le point avant. Pour les 2 premières valeurs de $\bar{u}_0$ ($P^0 = 0,90$ et $P^0 = 0,80$ respectivement), l'intervalle d'extrapolation est trop large et il n'y a plus convergence. Nous entendons par là que la valeur extrapolée du point avant est soit négative, soit située à plusieurs ordres de grandeur de la valeur effective de celui-ci. Pour les 2 suivantes, le lissage converge, mais conduit à des valeurs nettement trop faibles (d'environ 50 %), tant du point avant extrapolé que de la section efficace totale élastique.

Par ailleurs, on peut constater que les valeurs des coefficients $B_n (A_n/A_0)$ ne sont pas modifiées de façon signifacative. Ceci traduit simplement le fait

que la section efficace est très faible autour du point $\cos \theta_p = 0$ et demeure peu élevée vers l'arrière. Abstraction faite du point avant, on peut donc, avec sensiblement la même forme, ajuster à peu près n'importe quelle valeur de la section efficace totale élastique.

En conclusion, notre méthode est beaucoup plus sensible à la forme de la distribution angulaire qu'à la valeur absolue de la section efficace. Elle ne trouve sa pleine utilisation que si l'on connaît le point avant de façon précise. Par conséquent, dans le cas où la partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant est non négligeable, il est souhaitable d'en avoir une estimation aussi précise que possible. Dans ce cas, la valeur de coupure choisie $\bar{u}_0$ paraît d'importance secondaire.

5 - Conclusion.

Nous pensons donc avoir montré que, à la précision de cette expérience, l'accord est assez bon entre les résultats de mesure des interactions K^-p élastiques (sur proton libre, dans l'hydrogène) et quasi-élastiques (sur proton lié dans le deutérium). Cette conclusion n'est toutefois pleinement valable que sous les 3 conditions suivantes. Il faut :

- sélectionner soigneusement les événements où le neutron est spectateur, par coupure sur l'impulsion de ce dernier ainsi que sur la quantité P^0 (CH V formule I bis),
- exclure rigoureusement les angles de diffusion trop faibles,
- disposer d'une valeur aussi précise que possible du point avant ($\theta = 0$).

Au cours du chapitre suivant, nous allons utiliser la même méthode pour l'étude des interactions quasi-élastiques K^-n . Il nous faudra toutefois transposer les restrictions correspondantes au cas d'un proton spectateur.

VII - ETUDE DE LA REACTION QUASI-ELASTIQUE $K^- n$

I - Introduction.

Au cours des deux chapitres précédents, nous avons exposé notre méthode d'isolement de la réaction quasi-élastique $K^- N_R^0 (N_S^0)$ dans le deutérium. Après en avoir étudié les généralités (CH. V), nous l'avons appliqué (CH. VI) au cas $N_R^0 = p$, bien connu par ailleurs. Ceci nous a permis de conclure que la méthode pouvait fournir une bonne détermination de la forme de la distribution angulaire ; ce résultat est acquis moyennant quelques restrictions assez peu sévères. Par contre, notre méthode n'est vraiment sensible à la valeur de la section efficace totale élastique que sous certaines conditions beaucoup plus restrictives. Celles-ci comportent en particulier la connaissance précise de la valeur de la partie réelle de l'amplitude de diffusion élastique $K^- N_R^0$ vers l'avant (à 0°).

Nous allons maintenant étudier le cas $N_R^0 = n$, moins bien connu. Ceci constitue, rappelons le, un des buts essentiels du présent travail. Une difficulté supplémentaire intervient aussitôt. Elle est due à la perte de deux tiers environ des événements intéressants par suite du trop faible parcours du proton spectateur, dès lors invisible. Cette perte n'affecte pas, toutefois, la forme de la distribution angulaire. Mais, si l'on désire mesurer la section

efficace totale élastique, il est nécessaire de la compenser (§ 2). Il existe d'ailleurs une région privilégiée, vers l'arrière de la distribution angulaire, où les événements perdus peuvent être récupérés en utilisant les "100 A" (§ 3). Il ne restera plus alors qu'à estimer (de façon indirecte) l'ordre de grandeur du point avant (§ 4). On en déduira facilement, de la même façon qu'au CH. VI, la distribution angulaire (§ 5) et la section efficace totale quasi-élastique (§ 6). Cette dernière valeur est à comparer à une détermination indirecte obtenue au § 7.

2 - Compensation des pertes de protons courts.

On se rappelle que, lors de l'examen des photographies le principal critère choisi pour sélectionner un "200 S" portait sur la valeur de l'impulsion de la trace positive. En projection sur le plan des hublots de la chambre, elle devait être comprise entre 80 MeV/c environ et 300 MeV/c. De la même façon que dans le cas des neutrons spectateurs, nous avons préféré ne conserver que les événements où l'impulsion du proton (présumé) spectateur est inférieure à 250 MeV/c. La seconde coupure, que nous avons introduite, est due à la visibilité du proton spectateur. Compte tenu d'une marge de sécurité raisonnable, nous avons exigé que l'impulsion du spectateur soit supérieure à 90 MeV/c ; ceci correspond à un parcours de 1,5 mm. environ.

Nous avons vu, dans le cas des deutons (CH IV § 2), que la perte est extrêmement sensible à la direction de la particule positive et ce d'autant plus que son impulsion est plus faible. La méthode que nous avons adoptée dans le cas de la réaction élastique ne peut pas s'appliquer simplement ici. En effet, le proton spectateur n'est pas situé, en général, dans le plan de réaction.

La solution la plus simple consisterait à adopter pour les protons, en fonction de leur longueur projetée, le même poids (exprimé en fonction du parcours projeté des deutons) que dans le cas élastique. Mais, dans le cas des deutons, le poids est lié non seulement à la longueur et à la direction de la particule positive, mais aussi à la direction du K^- sortant. Dans le cas qui nous intéresse ici, les deux phénomènes sont découplés et on a intérêt à utiliser une méthode différente, même si elle doit être un peu plus compliquée.

La méthode que nous avons adoptée repose sur l'isotropie des nucléons spectateurs. Nous avons supposé que cette isotropie subsistait après l'interaction et qu'on devait la retrouver dans la distribution de l'impulsion des protons de faible énergie (candidats spectateurs). Les détails de la méthode sont exposés dans l'Appendice D. On considère un lot de protons bien mesurés : leurs impulsions sont bien déterminées, tant en direction qu'en module. On génère au hasard de façon isotrope un lot d'événements fictifs. Le poids est obtenu en comparant les distributions de longueur projetée de ces deux lots d'événements. En ce qui concerne les deutons, pour lesquels les 2 méthodes sont applicables, on trouve que les 2 pondérations sont globalement équivalentes dès que la longueur projetée est supérieure à 1,2 mm..

3 - Traitement et utilisation des "100 A".

Les événements de type "100", (événements à une branche sortante négative), n'ont été retenus que si l'angle (dans le laboratoire) de la direction du K^- incident avec la trace sortante est supérieure à 90° ("100 A" pour arrière). En pratique, nous avons pris une marge de sécurité assez grande pour avoir une coupure effective à 90° , sans biais décelable. Ils sont alors interprétés comme

candidats 2 branches avec proton spectateur invisible ("pseudo 200 S"). Si pour les "200 S", ce sont des quantités ajustées et l'énergie d'interaction effective qui ont été utilisées, pour les "100 A" nous n'avons pu prendre en considération que les quantités purement géométriques (non ajustées) et l'énergie nominale.

L'hypothèse avec deuton final n'est pas à retenir ici (à un tel transfert le deuton serait énergétique, donc bien visible). Mais par contre, au moins aux énergies les plus basses, il peut s'agir, non pas d'une interaction, mais d'une désintégration du type $K^- \rightarrow \mu^- \nu$. Ce cas correspond, bien entendu, aux événements où la trace négative ne peut être identifiée par son ionisation, soit comme un K^- , soit comme un π^- ou un μ^- (les désintégrations de type $\pi^- \rightarrow \pi^0$ ne peuvent pas donner de π^- vers l'arrière, à ces énergies). Nous n'avons pas jugé utile de tenter l'ajustement de la désintégration. Nous nous sommes contentés de recalculer, à l'aide des résultats de la géométrie, la masse carrée manquante à la trace négative sortante supposée être un μ^- . Les événements, pour lesquels cette masse est voisine de zéro, ont été éliminés. La séparation est nette ; il n'y a ni ambiguïté, ni recouvrement (voir fig. 28).

En ce qui concerne la résolution des ambiguïtés 32-34, nous avons traité les "200 S" et les "100 A" de façon identique.

Ceci étant, il reste à s'assurer que les nombres d'événements de chacun des types "200 S" et "100 A" sont compatibles entre eux. La valeur théorique du rapport, déduite de la fonction d'onde, est voisine de 0,5. En pratique 20 à 25 % des "200 S" sont perdus. Toutefois vers l'arrière il s'agit non d'une perte réelle mais d'un simple changement de type, car les événements qui ne sont pas pris en "200 S" se retrouvent parmi les "100 A". Ceci diminue fortement le rapport attendu du nombre observé de "200 S" au nombre observé de "100 A". En tout état

de cause, ce rapport devient peu précis et, à la statistique de cette expérience, il n'y a pas de désaccord.

Afin d'éviter une possible rupture de normalisation, nous avons pris comme référence les "200 S" pondérés comme indiqué ci-dessus. En pratique, nous disposons dans la partie arrière de chaque distribution ($-1 \leq \cos \theta_n \leq -0,60$) de l'histogramme n_i^S des "200 S" et de celui n_i^A des "100 A". Nous en avons pris la moyenne de la façon suivante :

$$n_i = \frac{1}{2} (n_i^S + \rho n_i^A)$$

$$\delta n_i = \frac{1}{2} \sqrt{(\delta n_i^S)^2 + \rho^2 (\delta n_i^A)^2}$$

ρ désigne ici le rapport $\sum n_i^S / \sum n_i^A$, la sommation étant étendue sur l'intervalle ($-1 \leq \cos \theta_n \leq -0,60$).

4 - Choix du point avant.

Le choix du point avant est pour nous très important. Malheureusement, nous ne disposons à son sujet que d'information très incomplète. Lusignoli et al.

[38 et 39] ont calculé les parties réelles et imaginaires de l'amplitude de diffusion tant en K^+p qu'en K^+n à l'aide de relations de dispersion. Ils utilisaient les résultats expérimentaux sur les sections efficaces totales ainsi que l'amplitude de diffusion vers l'avant à très basse énergie.

En K^+p , l'accord avec les résultats expérimentaux est bon. Il est moins bon en K^-p . En K^-n , aucune valeur expérimentale n'était disponible lors de la publication et, au vu de l'imprécision croissante des calculs, aucun résultat théorique n'a été donné en dessous de 1 GeV/c. Une variation rapide autour de cette énergie ne peut être exclue. Ne pouvant parvenir à une détermination précise,

nous avons adopté les valeurs tirées de la référence [37]. Ceci ne saurait être très faux, puisque ainsi que nous l'avons déjà noté, l'accord sur la section efficace totale est bon. Il ne faudra toutefois pas oublier que, vers l'avant, nos distributions ne peuvent prétendre apporter quelque chose de nouveau.

5 - Ajustement des distributions angulaires.

Les figures 30 donnent les histogrammes expérimentaux des distributions angulaires quasi-élastiques K^-n . Nous avons tracé également (trait discontinu) les lissages obtenus en développant $d\sigma / d\Omega$ sur la base des polynômes de Legendre

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \lambda^2 \sum A_n P_n(\cos \theta)$$

Nous avons vérifié que les coefficients d'ordre supérieur à 4 n'étaient pas significativement différents de 0. Nous avons limité le développement à l'ordre 4. Les courbes en trait continu donnent le développement correspondant tiré des résultats de la référence [37]. L'accord est généralement satisfaisant. Les coefficients A_n / A_0 sont donnés fig. 31 et tableau XIV.

6 - Section efficace totale quasi-élastique.

Nous avons obtenu en même temps la valeur de la section efficace totale quasi-élastique K^-n . Bien que ces résultats puissent être entachés d'une erreur systématique mal connue, nous les donnons figure 29 et tableau XIII. Il n'y a pas de désaccord violent avec les résultats de la référence [37], obtenus en séparant les amplitudes de diffusion $T = 0$ et $T = 1$ par l'étude simultanée des réactions élastiques et d'échange de charge.

7 - Détermination indirecte de l'ordre de grandeur de la section efficace totale quasi-élastique K^-n .

La section efficace totale élastique K^-n est difficile à mesurer directement et les valeurs obtenues au paragraphe précédent dépendent du choix du point avant. Nous avons cherché à déterminer de façon indépendante au moins un ordre de grandeur de la section efficace.

Cette détermination ne fait appel qu'à cette seule expérience. Elle consiste à déterminer la section efficace totale quasi-élastique K^-n par différence entre la section efficace totale connue par ailleurs et la section efficace totale inélastique. Cette dernière est déterminée comme suit. Tous les événements inélastiques sont recensés (à chaque énergie). Soit N_{In} leur nombre. On connaît par ailleurs le nombre d'événements $K^-n(p_S) \longrightarrow \Lambda \pi^- (p_S)$, soit N_Λ . La section efficace totale inélastique est obtenue par la normalisation [24, 45].

$$\sigma_{In} = 2 \sigma(K^-p \longrightarrow \Lambda \pi^0) \frac{N_{In}}{1,5 N_\Lambda}$$

Dans la formule ci-dessus, la constante 2 est un facteur d'isospin et le nombre $1,5 N_\Lambda$ est le nombre corrigé d'événements $K^-n \longrightarrow \Lambda \pi^-$, compte tenu de la visibilité du Λ^0 . Les résultats obtenus sont également donnés tableau XIII et figure 29.

Ces derniers résultats diffèrent notablement de ceux du § 6. On peut remarquer que nos deux séries de valeurs se situent de part et d'autre de celle de la référence [37]. Ces différents résultats seront discutés plus en détail au chapitre suivant.

8 - Conclusion

Nous avons montré que dans un domaine physique limité, le deutérium constituait une cible de nucléons acceptable. Pour préciser la portée véritable de cette affirmation, nous allons tenter de faire une synthèse critique des résultats que nous avons obtenus. Ceci constituera l'objet du chapitre suivant.

VII - DISCUSSION DE NOS RESULTATS ET CONCLUSIONS

I - Introduction

Au cours de ce chapitre, nous allons passer en revue et discuter les informations expérimentales que nous avons obtenues. Il s'agit d'abord de quelques éléments concernant les résonances Σ dans la zone de masse allant de 1,64 à 1,88 GeV. Nous discuterons ensuite les différences constatées, malgré leur bon accord général, entre nos résultats et ceux déduits de l'étude de la voie d'entrée K^-p . Ces différences portent essentiellement sur la section efficace vers l'arrière. Rappelons que nous avons normalisé nos distributions angulaires vers l'avant à la valeur déduite des mesures sur l'hydrogène. Ce choix était inévitable mais ses implications doivent être discutées. Nous aurons aussi à comparer ces résultats avec d'autres obtenus séparément en K^-n . Tout ceci est d'ailleurs lié à la discussion des modèles du deutérium et donc à l'étude de la réaction élastique $K^-d \rightarrow K^-d$.

A partir de là nous discuterons plus spécifiquement quelques problèmes techniques portant sur la détermination de la distribution angulaire et de la section efficace totale sur neutron. Nous envisagerons les perspectives d'avenir qu'offre notre méthode pour l'étude des réactions $\bar{K}N$ et aussi KN . Enfin notre conclusion définitive soulignera les points importants soulevés au cours de cette discussion.

2 - Informations sur les résonances.

On pourra trouver toutes les références utiles sur les résonances bien établies (et aussi sur les éventuels candidats) dans la référence 44 .

A - Le $\sum_{1670} (D_{13})$ est situé à la limite inférieure de la zone d'énergie que nous atteignons. Aucun fait caractéristique n'est observable ni dans la section efficace totale ni dans l'allure des coefficients $B_n = A_n/A_0$. (fig. 29, 31). Notre statistique est assez faible et nous avons simplement là une confirmation indirecte du faible couplage de cet état à $\bar{K} \mathcal{N}$. Rappelons que la valeur généralement admise pour le rapport de branchement " $\bar{K} \mathcal{N}$ /Total" est de $0,08 \pm 0,02$.

B - Toutes les remarques précédentes restent valables en ce qui concerne l'éventuel $\sum_{1690}$. Cet effet a été observé seulement en production et sans liaison avec la voie $\bar{K} \mathcal{N}$. Son interprétation comme résonance est très controversée sinon abandonnée. Nous ne l'observons pas.

C - De même, compte tenu de la faible différence de masse de cet état avec le $\sum_{1765}$, le $\sum_{1750} (S_{II})$ n'est pas observé. Vue sa liaison assez faible avec la voie $\bar{K} \mathcal{N}$ (rapport de branchement de $0,13 \pm 0,05$) il ne pourrait d'ailleurs se traduire pour nous que par un léger élargissement du $\sum_{1765}$.

D - Le $\sum_{1765} (D_{15})$ domine très largement toutes nos données. Il apparaît comme un pic important dans la section efficace totale et se manifeste également dans la structure des coefficients du développement en polynômes de Legendre. En ce qui concerne la section efficace totale élastique déterminée directement (CH VII § 6), le pic est légèrement déplacé et est centré sur 1775 MeV. Nous avons vu que la section efficace ainsi déterminée est peut-être affectée par une erreur systématique. De sorte que ce déplacement n'apparaît pas comme très

significatif. La section efficace déterminée indirectement (CH VII § 7) présente un pic large et quelque peu dissymétrique. Son maximum est à la même valeur que ci-dessus mais sa moyenne à mi-hauteur serait plutôt à 1750 MeV. Il ne paraît donc pas y avoir d'incompatibilité.

Une question importante est celle de la largeur du $\sum_{1765}$. En effet les différents résultats provenant de diverses expériences et même de diverses analyses d'une même expérience paraissent très peu compatibles entre eux. Il existe trois groupes de détermination : le premier donne 60 à 70 MeV, le second environ 105 MeV et le troisième 140 - 150 MeV. (Voir une revue de ces résultats dans [44]).

Nos résultats sont mieux en accord avec la seconde de ces valeurs soit $\Gamma = 105$ MeV. En effet, nous disposons de deux déterminations de la section efficace totale élastique. La première détermination, directe, fournit une valeur de la section efficace systématiquement plus élevée que celle déduite de l'ajustement 37. De sorte que, si on adopte la valeur classique $\alpha=0,45$ du rapport de branchement " $\bar{K}N$ / Total" du $\sum_{1765}$, et que l'on estime la contribution du fond, on en déduira une valeur de la largeur constituant en fait une limite inférieure. On trouve ainsi $\Gamma \geq 85$ MeV. De même notre seconde détermination, indirecte, donne une limite supérieure de la largeur de 120 MeV. D'où notre résultat : $85 \text{ MeV} \leq \Gamma \leq 120 \text{ MeV}$.

La valeur de α paraît déterminée avec précision, aussi les limites ci-dessus peuvent être considérées comme bien établies. En réalité seule la limite supérieure est indépendante de toute autre expérience et de toute interprétation. La limite inférieure est liée à une détermination extérieure de la partie réelle de l'amplitude de diffusion vers l'avant. Elle pourrait être modifiée en

cas de changement important de cette dernière.

E - L'éventuel $\sum_{1880} (P_{11})$ est situé à la limite du champ d'énergie que nous explorons et rien de spécial n'y est observé.

F - Le $\sum_{1915} (F_{15})$ est situé lui aussi trop haut pour être observable directement. Il est à signaler toutefois que si, à l'énergie la plus haute de cette expérience, on libère le coefficient A_5 de la distribution angulaire il prend, en valeur absolue et en signe, la valeur que l'on peut attendre à cet endroit d'une interférence $D_5 F_5$ du $\sum_{1765}$ et du $\sum_{1915}$. L'effet observé n'est toutefois pas très significatif.

3 - Comparaison avec les résultats de la voie d'entrée K p.

Nous avons vu au chapitre précédent que l'accord entre les résultats déduits de l'étude de la voie d'entrée K^-p ($K^-p \rightarrow K^-p$ et $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$) et les nôtres dérivant de l'étude de la seule voie d'entrée K^-n était assez satisfaisant, surtout en ce qui concerne la distribution angulaire $d\sigma/d\Omega$. Nous avons déjà pu noter, pour la réaction K^-p , qu'il y avait entre nos résultats et ceux de la référence [37] moins de différence qu'entre ces derniers et ceux [36] d'une autre expérience sur hydrogène effectuée à l'aide de compteurs. Il existe cependant en K^-n quelques différences paraissant systématiques. En particulier pour les énergies les plus hautes nos distributions sont un peu plus élevées ou un peu plus pentues vers l'arrière. Comme nous les avons obtenues en imposant pratiquement le point avant cela se traduit par une section efficace totale élastique un peu plus élevée. De même le rapport :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\theta=\pi} \left\{ \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\theta=0} \right\}^{-1}$$

est plus haut. Ceci se remarque également sur les coefficients A_n , pour n impair. Nous ne pouvons pas totalement exclure l'hypothèse d'une erreur systématique sur la normalisation. Il faut toutefois remarquer qu'à l'énergie K_5 qui correspond à peu près au sommet de la résonance, l'accord est excellent et qu'il se dégrade ensuite de part et d'autre. On peut donc penser mettre en cause le traitement du mouvement de Fermi mais non pas la compensation des pertes d'événements qui est indépendante de l'énergie. A l'énergie K_3 nos deux distributions sont absolument parallèles vers l'arrière et une erreur de normalisation de 20 % pourrait rendre compte de la différence observée, étant entendu que le point avant garderait une valeur constante. Par contre aux énergies K_6 et K_4 , ce sont vraiment les pentes de la section efficace vers l'arrière qui semblent légèrement différentes, quelle que soit la normalisation adoptée. Il apparaît donc de toute façon difficile de normaliser nos deux distributions vers la région arrière. Cela poserait d'ailleurs le problème de l'extrapolation vers l'avant et de la détermination de l'amplitude à 0° . Nous avons vu que même avec la méthode d'extension, cette extrapolation n'est pas aisée et tend à fournir des valeurs de la section efficace vers l'avant nettement plus faibles que celles déduites des résultats de l'hydrogène. Une fois de plus nous devons souligner l'importance du rôle que joue la connaissance du point avant. Pour le moment une légère surestimation de la valeur du point avant K^-n , déduite de l'étude des interactions sur hydrogène ne peut être exclue totalement.

Il existe maintenant d'autres résultats sur la section efficace K^-n aux impulsions incidentes 810, 910, 1010, 1110 MeV/c [46], obtenus en voie d'entrée K^-n . Là encore, la comparaison la plus précise est obtenue vers l'arrière. Nos résultats sont généralement plus hauts vers l'arrière. De sorte que ces

différences pourraient ressortir de la différence de traitement et traduiraient simplement l'importance des erreurs systématiques.

Nos deux déterminations de la section efficace totale élastique K_n^- se situent de part et d'autre de la valeur tirée des résultats de l'hydrogène [37].

4 - Comparaison avec les paramètres de la réaction élastique K_d^- .

Nous avons montré que, même à l'énergie assez basse objet de notre travail, la réaction élastique K_d^- pouvait être assez bien décrite par un formalisme simplifié n'utilisant qu'un nombre restreint de paramètres. Parmi eux figurent les caractéristiques de la fonction d'onde qui peuvent être considérées comme bien établies. La forme utilisée pour les amplitudes de diffusion K_p^- et K_n^- vers l'avant relèvent d'une approximation raisonnable dans la région angulaire utilisée. Toutefois, cet accord relatif peut être fallacieux [47]. Le modèle consiste à exprimer un résultat physique par une moyenne très compliquée des contributions de nombreuses amplitudes élémentaires. Les approximations que nous avons faites consistent à prendre une paramétrisation simple (sinon simpliste) de ces amplitudes. Le fait que l'on trouve ainsi le bon ordre de grandeur du résultat et de son allure de variation ne saurait justifier les approximations faites et encore moins faire attribuer aux paramètres choisis une confiance absolue.

5 - Perspectives d'avenir.

La présente expérience pose finalement plus de questions qu'elle n'en résoud. Ceci tient en partie une statistique trop basse ; nous pensons cependant que la méthode ainsi élaborée peut être utile dans l'avenir. Il faudrait

toutefois s'assurer de conditions expérimentales plus favorables.

En particulier nous estimons souhaitable d'abandonner la technique d'exploration rapide à basse statistique fournissant au plus quelques centaines d'événements utiles par distribution angulaire. Nous pensons qu'il est préférable de s'en tenir à quelques impulsions incidentes avec une statistique forte. Ceci nécessiterait l'utilisation d'un appareil à gros débit tel qu'un lecteur spiral digitisé. Le mouvement de Fermi permettrait cependant d'obtenir quelques points voisins tous traités de la même façon. Si l'on pouvait disposer de quelques milliers d'événements utiles par distribution angulaire, il serait possible de confirmer ou d'infirmer la valeur du point avant en utilisant la méthode d'extension (CH V § 8) qui deviendrait alors statistiquement significative. Les événements élastiques fourniraient un test plus fin des modèles du deutérium et éventuellement de la forme des amplitudes de diffusion sur nucléon paramétrisées de façon moins rudimentaire.

Pour un balayage systématique en énergie, il n'est d'ailleurs pas évident à priori qu'une telle expérience doive être entreprise en chambre à bulles plutôt qu'en compteurs avec un dispositif de détection des neutrons. Dans un cas comme dans l'autre, on se trouve en présence d'un ajustement à une contrainte, puisque dans le cas d'une expérience de compteurs le proton (de faible parcours) n'est pas mesuré. Dans le cas d'une expérience de chambre à bulles il faut corriger les pertes de protons très courts, mais dans le cas d'une expérience de compteurs le traitement de l'efficacité des détecteurs de neutrons et de son éventuelle variation avec l'énergie ne paraît pas beaucoup plus simple. Les compteurs ont un gros avantage, celui de pouvoir produire rapidement une statistique énorme. Ils permettent également d'accéder à la partie inférieure à 90 MeV/c

de la distribution des protons spectateurs. La chambre à bulles a celui de fournir par la même occasion la section efficace élastique K^-d ; elle permet aussi de soustraire facilement la contamination de π^- finals.

Nous pensons qu'un plan exhaustif devrait comporter une mesure "ponctuelle" en chambre à bulles, par exemple à la position du $\sum_{1765}$. Cette expérience servirait en quelque sorte à étalonner, par une mesure analogue dans la même réaction, la méthode des compteurs avant que celle-ci soit utilisée à un balayage fin et systématique de toute une zone d'énergie.

Un tel ensemble de mesures directes serait très utile pour une meilleure connaissance des réactions $\bar{K}\mathcal{N}$. Il nous apparaît encore plus utile dans l'étude des réactions $K\mathcal{N}$ puisque seule la voie K^-n permet d'atteindre les 2 composantes d'isospin de l'amplitude de diffusion en l'absence de faisceaux bien définis de K^0 .

6 - Conclusion.

Nous avons étudié expérimentalement les interactions $K^-d \rightarrow K^-d$ et $K^-n \rightarrow K^-n$ autour de 1 GeV/c. Nous avons mesuré les sections efficaces et les distributions angulaires élastiques. Elles sont décrites de façon satisfaisante par le modèle simplifié du deutérium de Bertocchi [28].

La réaction $K^-d \rightarrow p \wedge \pi^-$ nous assurait que l'approximation d'impulsion était applicable aux interactions K^-d à ces énergies : un seul des nucléons prend part à la réaction, l'autre est "spectateur". Dans le cadre de cette approximation nous avons élaboré une méthode permettant de déterminer quel était le nucléon spectateur. Plus précisément nous avons isolé dans les événements où le deuton est dissocié dans l'état final 2 échantillons, l'un avec

neutron spectateur, l'autre avec proton spectateur. Dans le cas d'un neutron spectateur nous trouvons un bon accord avec la réaction élastique $K^- p \rightarrow K^- p$ comme par ailleurs. Notre méthode nous permet ensuite de déterminer directement la distribution angulaire $K^- n \rightarrow K^- n$ dans l'intervalle angulaire s'étendant de -1 à $0,7$ environ.

L'accord général avec l'amplitude de diffusion $T = I$ déduite des résultats des mesures sur hydrogène est satisfaisant.

Nos résultats sembleraient toutefois indiquer que l'amplitude à 0° est quelque peu surestimée.

Nous pensons que cette expérience exploratoire était un peu prématurée vu la connaissance actuelle du point avant. En outre elle souffre d'un manque de statistique. Toutefois la méthode ainsi mise au point semble prometteuse pour l'avenir tant en ce qui concerne l'étude de la voie $\bar{K} \mathcal{N}$ que celle de la voie $K \mathcal{N}$ où une méthode de ce genre est très souhaitable.

APPENDICE A

Calcul du facteur de forme du deuton

Le facteur de forme du deuton joue un rôle essentiel dans la théorie de la diffusion méson-deuton. C'est une fonction dont le rôle est de traduire au niveau élémentaire de la diffusion méson nucléon lié dans le noyau la distribution d'impulsion de ce dernier. Nous donnons ci-dessous sa définition générale en termes de la fonction d'onde du deuton. Nous le calculons explicitement dans le cas de la fonction d'onde de Hulthen. Dans le cas où la fonction d'onde est une somme d'exponentielles plus compliquée, le facteur de forme est une somme de termes du type de ceux obtenus pour la fonction d'onde de Hulthen. Le facteur de forme du deuton est défini par :

$$S(\vec{q}) = \int e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} |\psi(r)|^2 d\vec{r}$$

où $\psi(r)$ désigne la fonction d'onde du deuton.

Dans le cas particulier de la fonction d'onde de Hulthen :

$$\psi(r) = \frac{1}{r} \left[e^{-\alpha r} - e^{-\beta r} \right]$$

on obtient :

$$S(\vec{q}) = \int_0^\infty \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} e^{iqr \cos \theta} \frac{1}{r^2} \left[e^{-2\alpha r} - 2e^{-(\alpha+\beta)r} + e^{-2\beta r} \right] r^2 dr d\cos \theta d\varphi$$

$$S(\vec{q}) = \frac{4\pi}{q} \int_0^{\infty} \frac{1}{r} \sin qr \left[e^{-2\alpha r} - 2e^{-(\alpha+\beta)r} + e^{-2\beta r} \right] dr$$

Or il est connu que l'intégrale :

$$\frac{4\pi}{q} \int_0^{\infty} \frac{1}{r} \sin qr e^{-Ar} dr$$

que nous désignerons dans la suite par S_A est égale à :

$$S_A = \frac{4\pi}{q} \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{q}{A}$$

de sorte que dans le cas de la fonction d'onde de Hulthen, le facteur de forme

(que nous désignerons par $S_{\alpha, \beta}$) est égal à :

$$\begin{aligned} S_{\alpha, \beta} &= S_{2\alpha} - 2 S_{\alpha+\beta} + S_{2\beta} \\ &= \frac{4\pi}{q} \left[\operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{q}{2\alpha} - \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{q}{\alpha+\beta} - \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{q}{\alpha+\beta} + \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{q}{2\beta} \right] \end{aligned}$$

$$\frac{q}{4\pi} S_{\alpha, \beta} = \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{q(\beta - \alpha)}{q^2 + 2\alpha(\beta + \alpha)} - \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{q(\beta - \alpha)}{q^2 + 2\beta(\beta + \alpha)}$$

$$S(\vec{q}) = \frac{4\pi}{q} \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{2q(\beta - \alpha)^2(\beta + \alpha)}{q^4 + q^2[2(\beta + \alpha)^2 + (\beta - \alpha)^2] + 4\alpha\beta(\alpha + \beta)^2}$$

de sorte qu'avec la normalisation $S(0) = 1$

$$S\left(\frac{\vec{q}}{2}\right) = \frac{4\pi}{q} \frac{\alpha\beta(\beta+\alpha)}{(\beta-\alpha)^2} \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \frac{16q(\beta-\alpha)^2(\beta+\alpha)}{q^4 + 4q^2[2(\beta+\alpha)^2 + (\beta-\alpha)^2] + 64\alpha\beta(\beta+\alpha)^2}$$

Dans le cas où on utilise pour la fonction d'onde du deuton la forme de Gartenhaus Moravčik 2

$$\psi(r) = \frac{1}{r} [e^{-\alpha r} - e^{-\gamma r}] (1 - e^{-\delta r}) \quad \text{il vient de façon immédiate :}$$

$$S(\vec{q}) = \frac{4\pi}{q} \left\{ S_{\alpha, \gamma} - 2 S_{\alpha + \frac{\gamma}{2}, \frac{3\gamma}{2}} + S_{\alpha + \gamma, 2\gamma} \right\} D$$

et après un calcul simple, on peut mettre la constante de normalisation D sous la forme :

$$D = \frac{3\alpha\gamma(\alpha+\gamma)(\alpha+2\gamma)(\alpha+3\gamma)(2\gamma+\alpha)}{\pi(\alpha-\gamma)^2[2\alpha^3 + 17\alpha^2\gamma + 60\alpha\gamma^2 + 36\gamma^3]}$$

APPENDICE B

Sections efficaces sur cible mobile

Fonction spectrale dans le deutérium

Nous avons vu que, pour une cible immobile dans le laboratoire (L), la section efficace est donnée par la formule (1) du CH IV § 3 :

$$\sigma = \frac{\sigma_L}{P_L} \frac{N_b(E_v)}{N_b(z)} \quad (1)$$

où σ_L est la constante

$$\sigma_L = \frac{M_K \eta n_L}{c T N d}$$

et P_L l'impulsion de la particule incidente mesurée dans (L)

Dans tous les cas où le faisceau incident n'est pas monochromatique, c'est à-dire dès que l'on ne peut pas considérer que l'impulsion incidente P_L a une valeur unique bien définie, il est nécessaire de modifier la formule (1) ci-dessus. Le résultat ne peut plus en être un nombre unique mais une fonction $\sigma(P_L)$ qui doit tenir compte de la façon dont les "z" observés se répartissent en fonction de P_L aussi bien que de la distribution globale de l'impulsion P_L elle-même. Une modification de ce genre serait souhaitable si, par exemple la "raie monochromatique" P_L était remplacée par une raie large, disons gaussienne pour fixer les idées. Dans le cas qui nous occupe une telle largeur expérimentale est négligeable devant l'élargissement apparent dû au

mouvement de Fermi. Ce que nous appelons plus loin fonction spectrale dans le deutérium ne tient donc compte que de ce dernier phénomène.

Dans tous les cas où le deutérium est dissocié dans l'état final, il nous faut tenir compte explicitement du mouvement de Fermi. La formule ci-dessus reste utilisable dans le référentiel (R) où le nucléon cible est au repos, à condition de remplacer p_L par sa valeur p_R mesurée dans (R) et n_L par la valeur $n_R = n_L / \sqrt{1 - \beta_c^2}$ (où β_c désigne la vitesse de la cible, $\beta_c = p_c / E_c$ mesurée dans le laboratoire (L)). La variation de densité du faisceau incident de K^- , quand on passe de (L) à (R) est exactement compensée par la variation de la durée de vie de cette particule. De façon pratique, on a :

$$p_R^2 = \frac{(\bar{p}_L \bar{p}_c)^2 - m_K^2 m_c^2}{m_c^2}$$

$$\text{écrivaint} \quad \bar{p}_L = (\vec{p}_L, \vec{E}_L) \quad \bar{p}_c = (\vec{p}_c, \vec{E}_c) \\ \cos \theta = \cos(L, c)$$

(l'indice L désigne ici le K^- incident mesuré dans (L)) il vient :

$$p_R = \frac{1}{m_c} \left\{ p_L^2 E_c^2 + m_K^2 p_c^2 + p_L^2 p_c^2 \cos^2 \theta - 2 p_L p_c E_L E_c \cos \theta \right\}^{1/2}$$

Désignant par $\bar{p}_S = (\vec{p}_S, \vec{E}_S)$ le quadrivecteur d'impulsion du nucléon spectateur, le carré de l'énergie d'interaction s sera donné par :

$$s = [m_d + E_L - E_S]^2 - [\vec{p}_L - \vec{p}_S]^2$$

Plutôt que de dire que le méson K incident interagit avec un nucléon d'impulsion $-\vec{p}_S$ et de masse m_N (masse du nucléon libre), il est préférable de tenir compte de la liaison de ce dernier dans le noyau de deutérium et de définir une "cible" de même impulsion $\vec{p}_c = -\vec{p}_S$ et d'énergie $E_c = m_d - E_S$; ceci implique que la masse m_c de cette "cible" est variable donnée par :

$$m_c^2 = E_c^2 - p_S^2 = (m_d - E_S)^2 - p_S^2$$

$$m_c^2 = (m_d - m_{\mathcal{A}})^2 - 2 m_d T_s$$

avec
$$T_s = E_s - m_{\mathcal{A}}$$

Nous allons calculer le nombre $N(s)$ d'événements attendus (en supposant la section efficace constante) en appliquant nos formules ci-dessus dans le repère où cette "cible virtuelle" est au repos. De la forme de la distribution d'impulsion de la cible $\mathcal{D}(p_c)$ [chapitre II formules (4) et (5)] et de la linéarité de s en $\cos \theta$, il résulte qu'à p_s fixé (et pour la $j^{\text{ème}}$ valeur p_L^j de l'impulsion incidente) s est distribué suivant la loi :

$$\mathcal{D}_j(s, p_s) = \frac{1}{s_j^2(p_s) - s_j^1(p_s)} \text{Car} [s_j^1(p_s), s_j^2(p_s)](s)$$

où

$$s_j^{\frac{1}{2}}(p_s) = s(p_L^j, p_s, \cos \theta) \Big|_{\cos \theta = \pm 1}$$

Par conséquent, entre 2 valeurs (fixées) p_1 et p_2 de p_s , s admet la distribution globale :

$$\mathcal{D}(s) = \sum_j \int_{p_1}^{p_2} \mathcal{D}_j(s, p_s) \mathcal{D}(p_s) dp_s$$

Reprenant notre formule sous la forme :

$$Nb(s) = \sigma_L^{-1} \sum_j p_L^j Nb^j(z) \frac{p_A^j}{p_L^j} \sqrt{1 - \beta_c^2} \sigma$$

et remarquant que la seule quantité variable $\frac{p_A^j}{p_L^j} \sqrt{1 - \beta_c^2}$ est une fonction $R^j(s, p_s)$ de p_L^j , p_s et s (par l'intermédiaire de $\cos \theta$ on voit que, à p_s fixé, $Nb(s)$ admet la distribution :

$$\mathcal{D}(s, p) = \sigma_L^{-1} \sum_j p_L^j Nb^j(z) \sigma R^j(s, p) \mathcal{D}_j(s, p)$$

Sa distribution globale, pour toutes les valeurs de p entre p_1 et p_2 , est donc :

$$D_N(s) = \sigma_L^{-1} \sum_f p_L^f N_b^f(z) \sigma \int_{p_1}^{p_2} R^f(s,p) D_f(s,p) D(p) dp$$

Pour $\sigma = 1$ mb la fonction $D_N(s)$ sera appelée $S_p(s)$ (pour fonction spectrale) et notre formule initiale (1)

$$\sigma = \frac{\sigma_L}{p_L} \frac{N_b(E_v)}{N_b(z)}$$

devient alors naturellement ici :

$$\sigma(s) = \sigma \frac{N_b(E_v)}{S_p(s)}$$

Bien entendu, en pratique il conviendra de pondérer chaque événement par l'inverse de la fonction spectrale et il faudra tenir compte du jacobien de passage de la variable s à la variable $E = \sqrt{s}$ et aussi de la largeur de la bande d'énergie considérée. Pour (par exemple) $\Delta E = 0,03$ il vient .

$$\sigma(E) = \frac{\sigma}{0,03 \cdot 2 \cdot s} \frac{N_b(E_v)}{S_p(E(s))} \quad (3)$$

APPENDICE C =====

Compensation des pertes d'événements dues à la coupure en longueur projetée à $L_0 = 12,5$ cm.

On considère une diffusion dans laquelle la particule sortante a un angle de diffusion θ et un angle de plongée (dip) δ . En première approximation, on suppose que le K^- incident est dirigé suivant l'axe Ox. Dans ce cas, le dip projeté normalement au K^- incident se confond avec le dip normal $\delta_\perp$ et on a :

$$\sin \delta = \sin \theta \sin \delta_\perp$$

On conserve seulement les événements avec :

$$L_p = L \cos \delta < L_0$$

c'est-à-dire :

$$\left| \sin \delta_\perp \right| > \frac{1}{\sin \theta} \sqrt{\frac{L^2 - L_0^2}{L^2}} \equiv \sin \alpha$$

de sorte qu'il convient de pondérer chaque événement retenu, par le poids :

$$w = \frac{\pi/2}{\pi/2 - \alpha}$$

puisque $\delta_\perp$ est uniformément distribué entre $-\pi/2$ et $+\pi/2$.

APPENDICE D

Compensation des pertes de protons courts

On sélectionne un échantillon (dit échantillon n° 1) d'événements $n \text{ p K}^-$ bien mesurés et ayant les caractéristiques suivantes :

- la longueur mesurée du proton est supérieure à une valeur limite ℓ_0 .
- sa longueur projetée est supérieure à la valeur de coupure choisie : 1 mm.

A l'intérieur de l'échantillon n° 1 on détermine un sous-échantillon (dit échantillon n° 2) par la condition :

- l'angle de plongée (dip) du proton est en valeur absolue inférieur à $0,1 \pi$.

A partir de chacun des événements de l'échantillon n° 2, on génère au hasard, selon une distribution isotrope de l'angle de plongée normal au K^- incident, 10 événements fictifs ayant les mêmes caractéristiques que l'événement réel, excepté l'orientation du proton (en particulier les événements fictifs ont un proton de même longueur que l'événement réel).

Le poids à appliquer aux événements réels pour compenser les pertes de protons courts est alors déterminé, en fonction de la longueur projetée du proton, par un lissage manuel de l'histogramme quotient $\frac{I}{2} - \frac{H2}{H1}$ où

- H2 désigne l'histogramme des longueurs projetées des événements fictifs (le pas est de 0,1 mm).

- H1 est le même histogramme (avec le même pas) pour tous les événements de l'échantillon n° 1.

La quantité ℓ_o est arbitraire mais doit être choisie de façon que le poids déterminé $w_{\ell_o}(\ell_p)$ ne prenne pas pour la longueur projetée $\ell_p = \ell_o$ une valeur très supérieure à 1. En pratique la valeur $\ell_o = 3$ mm est satisfaisante.

REFERENCES

- 1 O. CHAMBERLAIN, K.M. CROWE, D. KEEFE, L.T. KERTH, A. LEMONICK, TIN MAUNG
& T.F. ZIPF
Phys. Rev. 125 1696 (1962)
- 2 V. COOK, D. KEEFE, L.T. KERTH, P.G. MURPHY, W.A. WENZEL, T.F. ZIPF
Phys. Rev. 123 320 (1961)
- 3 A.N. DIDDENS, E.W. JENKINS, T.F. KYCIA, K.F. RILEY
Phys. Rev. 132 2721
- 4 G. VON DARDEL, R.M. MERMOD, G. WEBER, K. WINTER
Proc. Intern. Conf. on high energy physics, Rochester 1960 (Interscience)
p. 837
- 5 W. F. BAKER, R. L. COOL, E. W. JENKINS, T.F. KYCIA, R.H. PHILLIPS, A.L.
READ
Phys. Rev. 129 2285 (1963)
- 6 R. G. GLAUBER
Phys. Rev. 100 242 (1955)
- 7 E.F. BEALL, W. HOLLEY, D. KEEFE, L.T. KERTH, J.J. THRESHER, C.L. WANG,
W.A. WENZEL
Proc. intern. conf. on high energy physics, CERN, 1962 (CERN Geneva) **p.**368
- 8 A. BARBARO-GALTIERI, A. HUSSAIN, R.D. TRIPP
Physics Letters 6 296 (1963)
- 9 R.L. COOL, G. GIACOMELLI, T.F. KYCIA, B.A. LEONTIĆ, K.K. LI, A. LUNDBY,
J. TEIGER
Phys. Rev. Letters 16 1228 (1966)
- 10 J.D. DAVIES, J.D. DOWELL, P.M. MATTERSLEY, R.J. HOMER, A.W. O'DELL,
A.A. CARTER, K.F. RILEY, R. J. TAPPER, D.V. BUGG, R.S. GILMORE, K.M.
KNIGHT, D.C. SALTER, G.H. STAFFORD, E.J.N. WILSON
Communication présentée par G.B. YODH à Intern. Conf. on high energy phy -
sics Berkeley (1966)
- 11 A. BARBARO-GALTIERI, M.H. ALSTON, A.H. ROSENFELD, S.C. WOJCICKI
Bull. Am. Phys. Soc. 9 23 (1964)
- 12 G. LYNCH
Alvarez group memo. 600 (1965)

- 13 G.C. WOHL, F.T. SOLMITZ, M.L. STEVENSON
Phys. Rev. Letters 17 107 (1966)

C.G. WOHL : thèse
non publiée
- 14 M. GOURDIN : "Diffusion des électrons de haute énergie"
Masson ed. Paris (1966)
- 15 M.J. MORAVCSIK
Nucl. Physics 7 113 (1958)
- 16 S. GARTENHAUS
Phys. Rev. 100 900 (1956)
- 17 G.F. CHEW
Phys. Rev. 80 196 (1950)
- 18 T. LERAY: thèse Paris 1966
- 19 C. WILKIN
Phys. Rev. Letters 17 561 (1966)
- 20 R.J. GLAUBER & V. FRANCO
Phys. Rev. 156 1685 (1967)
- 21 R. ARMENTEROS, P. BAILLON, C. BRICMAN, M. FERRO-LUZZI, H.K. NGUYEN,
V. PELOSI, D.E. PLANE, N. SCHMITZ, E. BURKHARDT, H. FILTHUTH, E. KLUGE,
H. OBERLACK, R.R. ROSS, R. BARLOUTAUD, P. GRANET, J. MEYER, J.L. NARJOUX,
F. PIERRE, J.P. PORTE, J.PREVOST
Nucl. Phys. B8 183 (1968)
- 22 Mêmes auteurs que Ref. 21
Nucl. Phys. B8 216 (1968)
- 23 R. ARMENTEROS, P. BAILLON, A. MINTEN, NGUYEN H. KHANH, V. PELOSI, M.
CROZON, C. LAUDEC, J.L. NARJOUX, F. PIERRE
Nucl. Phys. B10 459 (1969)
- 24 F. BIGATA
Thèse de 3^e cycle -- faculté des sciences Orsay
- 25 V. FRANCO & R. J. GLAUBER
Phys. Rev. 142 1195 (1966)
- 26 V. FRANCO & E. COLEMAN
Phys. Rev. Letters 17 827 (1966)
- 27 V. FRANCO
Phys. Rev. Letters 21 1360 (1968)

- 28 G. ALBERI & L. BERTOCCHI
Phys. Letters 28B 186 (1968)
- 29 G. ALBERI & L. BERTOCCHI
rapport IC/69/14 de I.A.E.A., I.C.T.P. Miramare Trieste, à paraître
- 30 E.S. ABERS, H. BURKHARD, V.L. TEPLITZ, C. WILKIN
N.C. 42 365 (1966)
- 31 M. GOURDIN & A. MARTIN
N.C. 11 670 (1959)
- 32 B. CONFORTO, D.M. HARMSSEN, T. LASINSKI, R. LEVI-SETTI, M. RAYMUND
N. P. B8 265 (1968)
- 33 S. A. DE WITT : thèse, Amsterdam 1968
- 34 S. A. B. R. E. Collaboration
N. P. B11 309 (1969)
- 35 N.M. GELFAND, D. HARNSEN, R. LEVI-SETTI, M. RAYMUND, J. DOLDE, W. MANNER
XIII th. Int. Conf. on high energy physics, Berkeley 1966
- 36 W. R. HOLLEY, E. F. BEALL, D. KEEFE, L.T. KERTH, J.J. THRESHER, C.L.
WANG, W.A. WENZEL
P. R. L. 10 188 (1963)
- 37 R. ARMENTEROS, M. FERRO-LUZZI, D.W.G.S. LEITH, R. LEVI-SETTI, A. MINTEN,
R.D. TRIPP, H. FILTHUTH, W. HEPP, E. KLUGE, H. SCHNEIDER, R. BARLOUTAUD,
P. GRANET, J. MEYER, J.P. PORTE
N. P. B8 233 (1968) et J.P. PORTE (communication privée)
- 38 L. LUSIGNOLI, M. RESTIGNOLI, G. VIOLINI, G.A. SNOW
N.C. 45A 792 (1966)
- 39 L. LUSIGNOLI, M. RESTIGNOLI, G.A. SNOW, G. VIOLINI
N.C. 49A 705 (1961)
- 40 A. H. ROSENFELD, W. E. HUMPHREY
Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 103 (1963)
- 41 Collaboration C.H.S.
Heidelberg 1967 - Lund 1969
- 42 A.W. HENDRY & R.G. MOORHOUSE
P.L. 18 171 (1965)
- 43 LEVI-SETTI
rapport Lund 1969

- 44 Particle data group : Review of particle properties
U.C.R.L. 8030 _ Pt. 1 (1970)

- 45 R. ARMENTEROS, P. BAILLON, P. LEXA, A. MINTEN, K.H. NGUYEN, E. PAGIOLA,
V. PELOSI, R. BARLOUTAUD, F. BIGATA, M. CROZON, C. LOUEDEC, J.L. NARJOUX,
F. PIERRE

- 46 N.N.S. JEW
thèse ; U.C.R.L. 19359 (1969)

- 47 R.G. GLAUBER
communication privée

TABLEAU 1

n	P (GeV/c)			E (GeV)		N _z	
	nominale	ajustée SaCdF	ajustée Cern			200	200 S 100 A
8	0,705	0,710	0,702	1,64	1,62		107
7	0,770	0,783	0,778	1,67	1,70	120	251
6	0,835	0,843	0,837	1,70	1,73		271
5	0,900	0,910	0,903	1,73	1,76	217	388
4	0,960	0,964	0,964	1,76	1,79		368
3	1,025	1,038	1,031	1,79	1,82		360
2	1,090	1,104	1,098	1,82	1,85	182	369
1	1,155	1,176	1,173	1,85	1,88		288

n N° de code de l'énergie

P Impulsion incidente

E Energie dans le système $K^- \mathcal{N}$

N_z Nombre de z

TABLEAU II

Type topologique	Réactions possibles	N_{Tot}
300	$K^- \longrightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$	2705
100A, 200 S	$K^- d \longrightarrow K^- d$ $\longrightarrow p_s K^- n, p_s K^- X^0$ $\longrightarrow p_s \pi^- S^0$	20643
101, 201 S	$K^- d \longrightarrow p_s \pi^- K^0 n$ $p_s \pi^- \Lambda^0, p_s \pi^- \Sigma^0, p_s \pi^- \Lambda^0 \pi^0$	545 5775
200 *	$K^- d \longrightarrow n_s p K^-$ $S^0 p \pi^-, \pi^+ \pi^- X^0$	3300
300, 400 S	$K^- d \longrightarrow p_s p K^- \pi^- (\pi^0)$	815
301, 401 S	$K^- d \longrightarrow p_s \pi^+ \pi^- \pi^- \Lambda^0 (\Sigma^0)$	161
110 ⁻ , 210 ⁻ S	$K^- d \longrightarrow p_s \Sigma^- n (X)$	2390
310 ⁺ , 410 ⁺ S	$K^- d \longrightarrow p_s \Sigma^+ \pi^- \pi^- (\pi^0)$	1133

* concerne seulement la moitié environ des films des énergies
n° 2, 5, 7.

TABLEAU III : "200 S"

H n	1 Hypothèse				2 Hypothèses			Total
	1	32	62	34	1 + 32	32 + 34	62 + 34	
1	3	48	45	71	293	387	40	863
2	4	52	17	110	508	619	69	1119
3	5	67	17	110	492	570	48	1309
4	1	81	13	148	590	644	60	1543
5	2	80	14	121	553	555	35	1365
6	1	44	2	79	352	412	28	918
7	1	30	4	83	263	278	5	663
8	2	62	4	106	425	386	16	1001
Total	19	504	83	831	3492	3851	301	9081

TABLEAU IV : "100 A"

H n	1 Hypothèse			2 Hypothèses		Total
	32	62	34	32 + 34	62 + 34	
1	72	5	38	9	7	131
2	126	6	61	30	6	429
3	127	18	69	20	7	211
4	167	26	123	23	12	351
5	113	1	119	32	5	270
6	71	3	91	18	3	186
7	46	2	100	16	8	172
8	44	2	197	25	7	275
Total	766	63	798	173	55	1855

TABLEAU V : "20(1)S"

H D	34	2 Hypothèses		Total
		32 + 34	62 + 34	
1	4	38	27	69
2	7	62	36	105
3	4	14	21	69
4	6	56	31	93
5	3	51	35	92
6	4	43	17	61
7	5	26	9	40
8	7	41	16	64
Total	40	365	192	596

TABLEAU VI : "200"

H n	1 Hypothèse				2 Hypothèses			Total
	1	32	62	34	1 + 32	32 + 34	62 + 34	
2	0	332	65	233	7	679	45	1361
5	5	404	41	197	4	473	11	1135
7	2	240	3	121	7	188	5	566
Total	7	976	109	551	18	1340	61	3062

TABLEAU VII

Poids de rejets à répartir pour les types "200 S", "100 A" et "200"

Energie		1	2	3	4	5	6	7	8
200S	Cern	1,01	1,02	1,01	1,02	1,02	1,02	1,05	1,04
et									
100A	Paris	1,04	1,05	1,04	1,05	1,03	1,04	1,05	1,03
200	Paris		1,15			1,10		1,12	

TABLEAU VIII

K^- d élastique : pente de $\log d\sigma/dt$

Energie	Pente		
1	28,0	$\pm$	5,4
2	29,3	$\pm$	6,3
3	29,9	$\pm$	5,3
4	29,5	$\pm$	4,7
5	31,9	$\pm$	4,9
6	28,4	$\pm$	4,8
7	24,0	$\pm$	4,5
8	30,2	$\pm$	6,0
Toutes énergies	28,9	$\pm$	1,9

TABLEAU IX

Paramètres utilisés pour décrire la section efficace
élastique K^-d [Voir CH. IV §6]

Energie	σ_p (mb)	σ_n (mb)	ρ_p	ρ_n	b_p	b_n
1	39,00	28,50	0,25	0,00	2,90	2,25
2	45,50	32,50	0,30	0,05	3,50	2,25
3	52,00	36,50	0,35	0,15	4,50	2,75
4	47,50	43,50	0,45	0,00	4,00	3,50
5	44,50	44,00	0,55	0,05	4,05	3,50
6	41,50	37,50	0,75	0,35	3,60	3,00
7	40,50	31,00	0,90	0,25	3,35	2,75
8	35,50	31,00	0,90	0,20	3,35	2,75

TABLEAU X

Section efficace totale élastique K^-d
(pour chaque résultat la deuxième ligne indique l'erreur statistique)

Energie	8	7	6	5	4	3	2	1
σ	8.20	8.70	10.00	10.25	10.10	9.65	8.30	6.70
(mb)	70	55	65	75	70	75	75	55

TABLEAU XI

Valeur de coupure angulaire u_0

Probabilité	Energie	1	2	3	4	5	6	7
0,80	u_0	0,55	0,60	0,65	0,65	0,65	0,60	0,60
0,90		0,55	0,55	0,55	0,55	0,50	0,50	0,50
0,98		0,40	0,40	0,40	0,45	0,45	0,50	0,50

TABLEAU XII

Coefficients A_n/A_0 pour la réaction quasi-élastique K^-p
 (pour chaque résultat la second ligne indique l'erreur statistique)

Energie	A_1/A_0	A_2/A_0	A_3/A_0	A_4/A_0	A_5/A_0	A_6/A_0
7	1,53	1,90	0,64	0,50	0,08	0,01
	27	25	18	21	21	13
6	1,65	2,00	1,21	0,80	0,11	0,11
	22	23	18	18	19	19
5	1,53	1,91	1,29	0,71	0,55	0,12
	19	22	18	16	17	16
4	1,53	1,98	1,08	1,07	0,46	0,03
	21	23	19	19	19	22
3	1,36	2,19	1,81	1,16	0,65	0,56
	23	26	25	22	27	23
2	1,31	2,08	1,63	0,83	0,31	0,15
	16	19	18	15	14	15
1	1,38	2,11	1,71	0,95	0,65	0,29
	29	25	23	23	21	29

TABLEAU XIII

Sections efficaces totales élastiques K^-n (mb)

Energie	D'après Réf. 37	Nos résultats	
		I	II
8 - 7	13,4	13,9 $\pm$ 1,0	16,0 $\pm$ 1,1
6	17,0	18,7 $\pm$ 1,0	16,9 $\pm$ 1,1
5	21,4	19,3 $\pm$ 1,2	21,2 $\pm$ 1,3
4	21,2	20,0 $\pm$ 1,0	23,5 $\pm$ 1,3
3	17,5	17,1 $\pm$ 1,3	20,4 $\pm$ 1,1
2	15,6	13,4 $\pm$ 1,1	17,8 $\pm$ 1,1
1	15,0	12,5 $\pm$ 1,4	18,2 $\pm$ 1,2

I Méthode indirecte CH VII § 7

II Méthode directe CH VII § 6

TABLEAU XIV

Coefficients A_n/A_0 pour la réaction quasi-élastique K^-n
 (Pour chaque résultat la seconde ligne indique l'erreur
 statistique sur le coefficient)

Energie	A_1/A_0	A_2/A_0	A_3/A_0	A_4/A_0
8 - 7	0,85	1,71	0,16	0,15
	11	11	11	15
6	0,83	1,91	0,65	0,52
	15	16	11	15
5	0,94	2,29	0,72	0,48
	15	16	13	12
4	0,69	2,34	0,44	0,93
	11	15	13	11
3	0,70	1,91	0,31	0,53
	13	11	12	12
2	0,97	1,70	0,34	0,21
	13	14	13	13
1	1,07	1,57	0,15	0,15
	11	13	14	15

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur le professeur PERRIN de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je dois à Monsieur J. MEYER de m'avoir permis avec son groupe de Saclay une collaboration des plus fructueuses. Je le remercie bien vivement.

Monsieur M. CROZON a guidé mes débuts de physicien expérimentateur. Tout au long de cette expérience il ne m'a ménagé ni son temps ni ses conseils. Je voudrais lui exprimer ici ma profonde reconnaissance.

Je tiens également à remercier de façon toute particulière, Monsieur R. BARLOUTAUD qui a animé toute cette étude avec beaucoup de gentillesse et de compétence.

Mes remerciements vont aussi à toutes les personnes qui ont participé à cette expérience, à quelque stade que se situe leur aide, de la mesure des photographies à l'interprétation des résultats. Je voudrais citer plus particulièrement : MM F. BIGATA, P. COURTY, Mlle D. LEVAILLANT, Mme C. LOUEDEC, Mlle J. MAS, M F. PIERRE, Mme C. POUTOT et M E. PAGIOLA.

L'aide de Monsieur PADUSCHEK et de Mlle SAINT AMAND, m'a été extrêmement précieuse pour tout ce qui concerne la programmation. Qu'ils en soient remerciés

chaleureusement.

Je remercie de même tous ceux et toutes celles qui ont réalisé la dactylographie de mon texte, la mise en page des dessins et le tirage de cette thèse.

TABLE ET DESCRIPTION DES FIGURES

Figure		exemple de graphe partiel à l'approximation de l'impulsion élastique.
2		exemple de graphe de diffusion multiple.
3		graphe correspondant à l'approximation d'impulsion pour la réaction élastique K^-d .
4		graphe de double diffusion pour la diffusion élastique K^-d .
5		allure schématique de la fonction de distribution du module de l'impulsion d'un nucléon dans le deuton.
6		implantation du faisceau et de la chambre à bulles.
7		type topologique : 200 S
8	—	200
9	—	100 A
10	—	300
11	—	201 et 101

Figure 11 type topologique : 210

13

110° s

- 14 A histogramme à 2 dimensions (événements élastiques K^-d),
 en abscisse : le transfert t
 en ordonnée : l'angle du plan de réaction b
- 14 B rapport "polaire / équatorial" en fonction du transfert t pour
 les événements élastiques K^-d . Les résultats de Paris (trait
 plein) et de Genève (trait pointillé) sont donnés séparément.
- 15 distribution expérimentale dN/dt pour les événements élastiques
 K^-d ; la pente de la droite tracée est de $27.0 \text{ (GeV/c)}^{-2}$.
- 16 distribution angulaire $d\sigma/d\Omega$ pour les événements élastiques
 K^-d . Les lettres A à H dénotent les différentes impulsions
 incidentes par ordre croissant. Les courbes correspondent au
 modèle du CH IV §6. Les flèches indiquent les valeurs du point
 optique.
- 17 section efficace totale élastique K^-d . La courbe correspond au
 modèle CH IV §6. Les points sont les valeurs expérimentales ex-
 trapolées.
- 18 distribution de l'impulsion du nucléon présumé spectateur dans
 la réaction $K^-d \rightarrow n p K^-$.
 A : pour les "200" $n_s p K^-$
 En trait plein la courbe de Hulthen normalisée à tous les
 événements.
 En trait interrompu la même normalisée entre 0 et 250 MeV/c.
 B : pour les "200 S" $p_s n K^-$ entre 90 et 250 MeV/c.

Figure 19

histogramme à 2 dimensions pour les "200".

en abscisse : P_n | A : tous les événements
 en ordonnée : q_p | B : $0 \leq q_n \leq 250$ MeV/c

20 la même chose pour les "200" et "200 S" des énergies 2, 5, 7 (Paris seulement).

21 histogramme à 2 dimensions pour les "200 S".

en abscisse : P_p | A : tous les événements
 en ordonnée : q_n | B : $90 \leq q_p \leq 250$ MeV/c

22 histogramme à 2 dimensions : $1,73 \leq X_R \leq 1,76$ GeV.

en abscisse : P_n pour les "200", P_p pour les "200 S"
 en ordonnée : $\cos \theta_p$ — , $\cos \theta_n$ —

23 et 24 schémas de l'histogramme à 2 dimensions P_s , q_R et de la distribution angulaire correspondante (extension vers l'avant).

25 réaction $K^- d \rightarrow n_s p K^-$: $d\sigma/d\Omega$.

Les courbes correspondent à un ajustement .

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A^2 \sum_{n=0}^6 A_n P_n (\cos \theta)$$

en trait plein : Référence 37

en trait interrompu : nos résultats

Les lettres A à G dénotent les différentes impulsions par ordre croissant.

26 valeur de A_n/A_0 pour la réaction $K^- d \rightarrow n_s p K^-$.

Les + correspondent à la réf. : 37

● — : 36

x correspondent à : nos résultats

A désigne : A_1/A_0 , , F : A_6/A_0 .

27 section efficace totale pour la réaction $K^- d \rightarrow n_s p K^-$ avec les notations de la fig. 26.

Figure 28

distribution de la masse carrée manquante à la trace négative de "100 A" supposée être un μ^- .

A : énergies 8, 7, 6, 5.

B : énergies 4, 3, 2, 1.

29 section efficace totale élastique K^-n .

Les + correspondent à nos résultats directs CH VII §6

x

—

indirects CH VII §7 & [45]

30 section efficace différentielle K^-n (quasi-) élastique.

Les lettres A, B, ..., G désignent les énergies par ordre croissant. Les courbes correspondent au développement

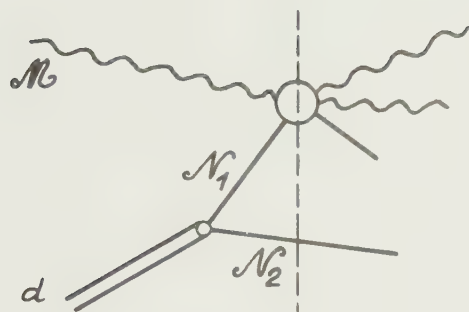
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = d^2 \sum_{n=0}^{\ell} A_n P_n(\cos \theta)$$

en trait plein : ajustement [37] ($\ell = 6$)

en trait pointillé : nos résultats ($\ell = 4$)

31 A_n/A_0 pour la réaction K^-n .

Les courbes représentent les résultats tirés de la réf. 37.



M = méson incident
 d = deuton cible
 N_1 et N_2 sont les deux
 nucléons liés dans le deuton

Fig. 1

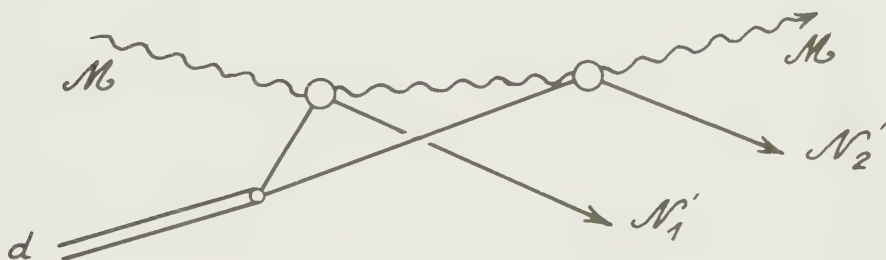


Fig. 2

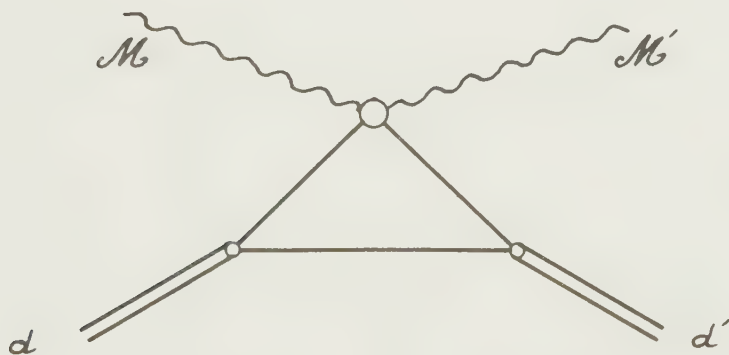


Fig. 3

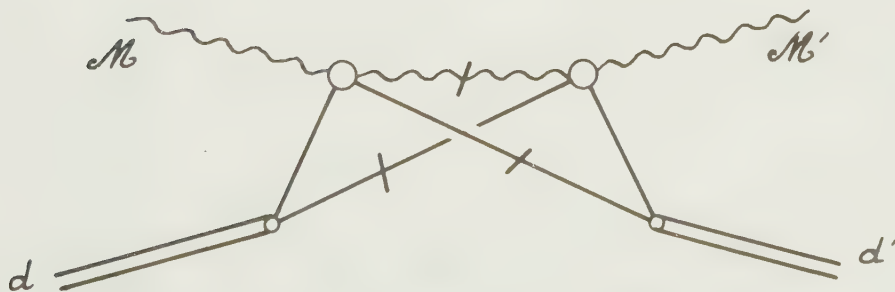


Fig. 4

Les lettres indicées M' N' d' dénotent l'état final.

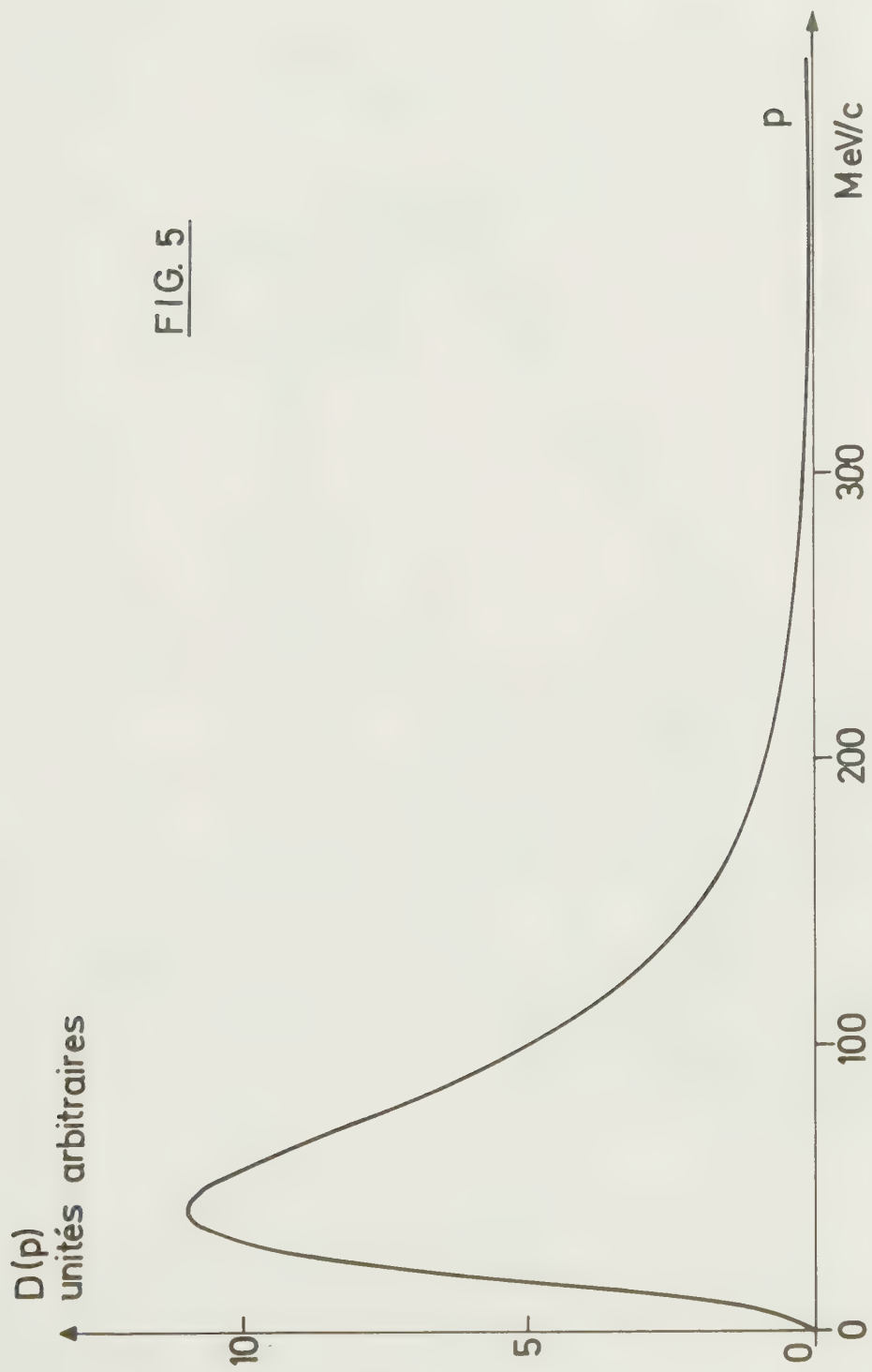


FIG. 5

Le faisceau.

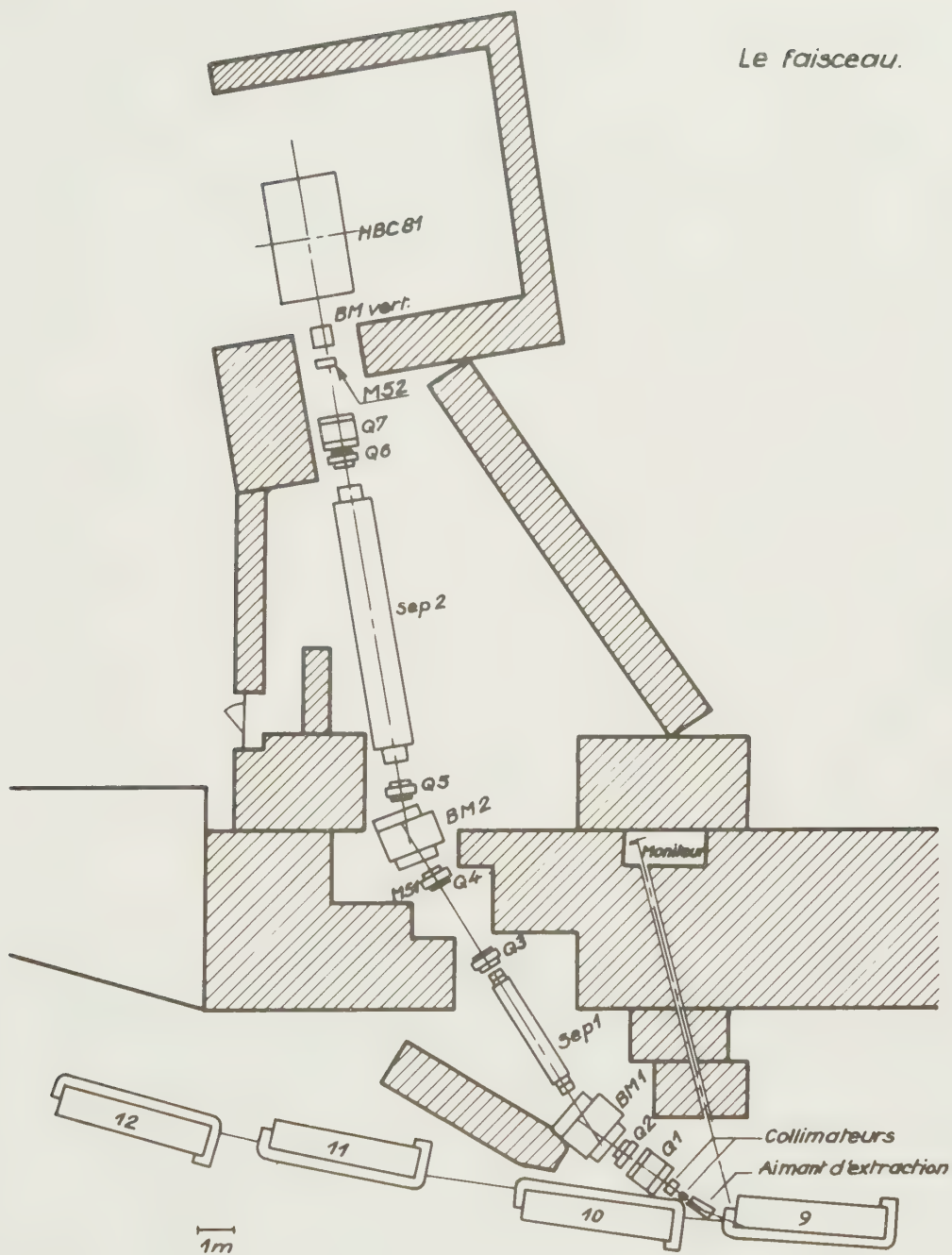


Fig. 6



FIG. 7



FIG. 8



FIG. 9



FIG. 10

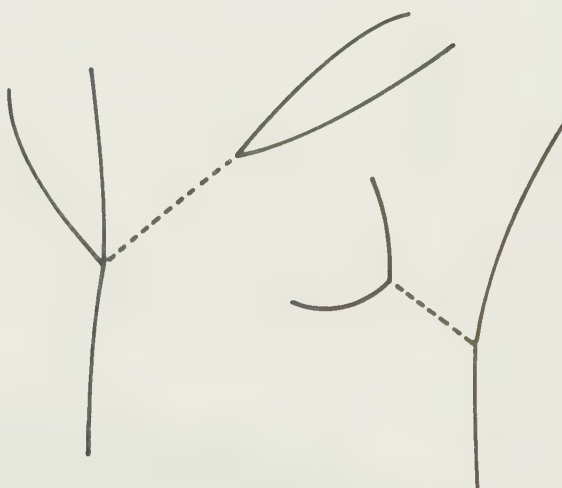


FIG. 11



FIG. 12



FIG. 13

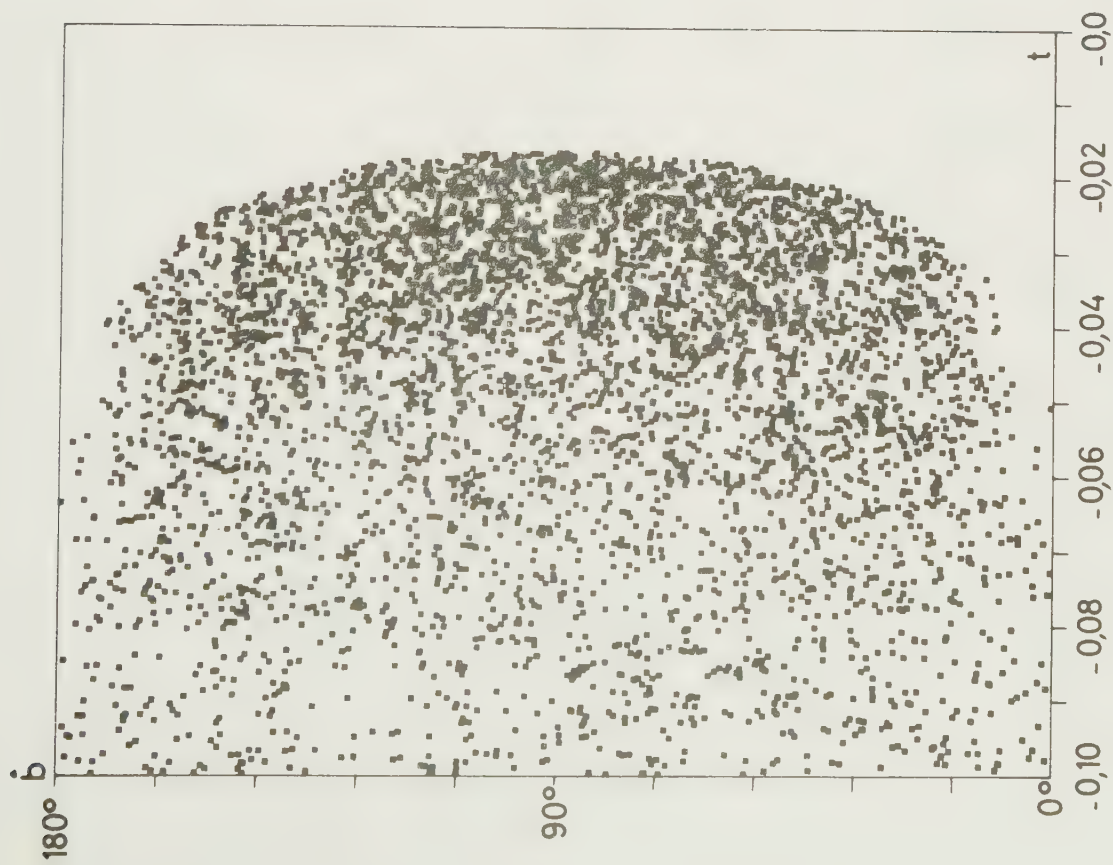


FIG. 14A

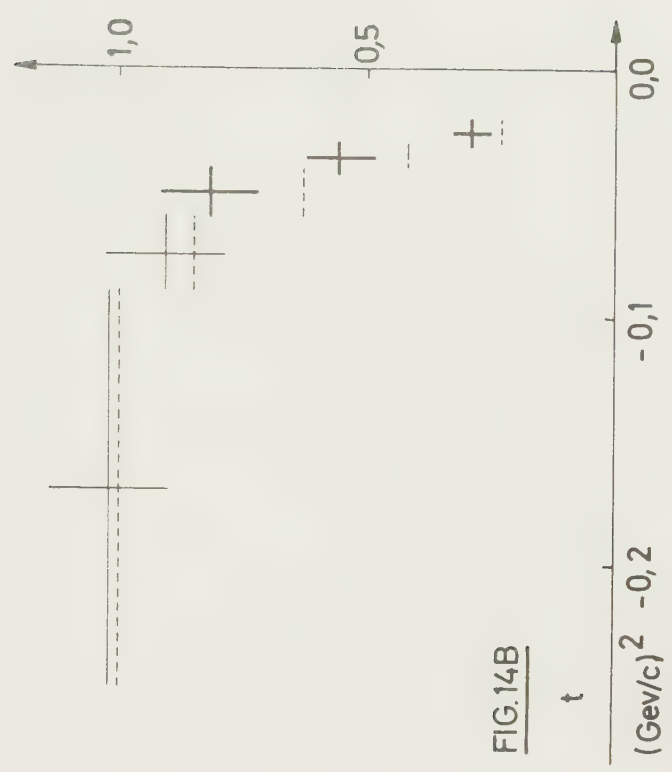
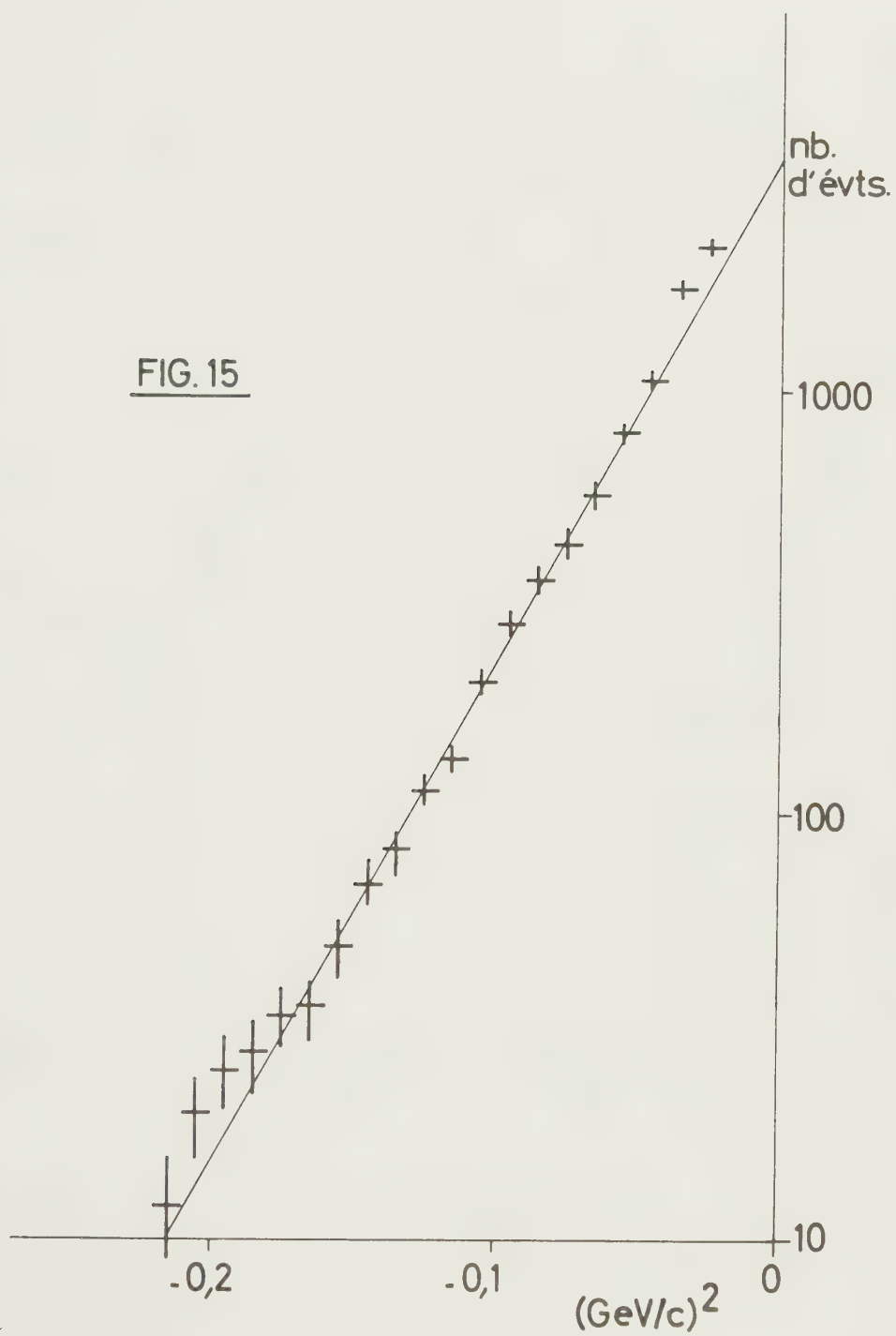


FIG. 14B

FIG. 15



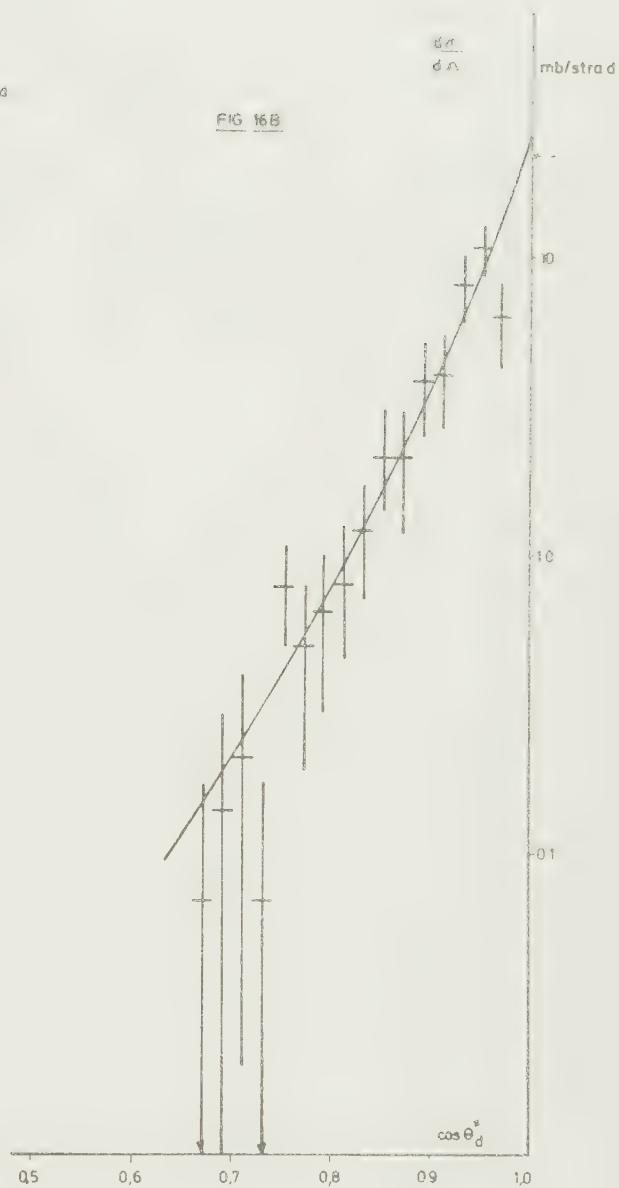
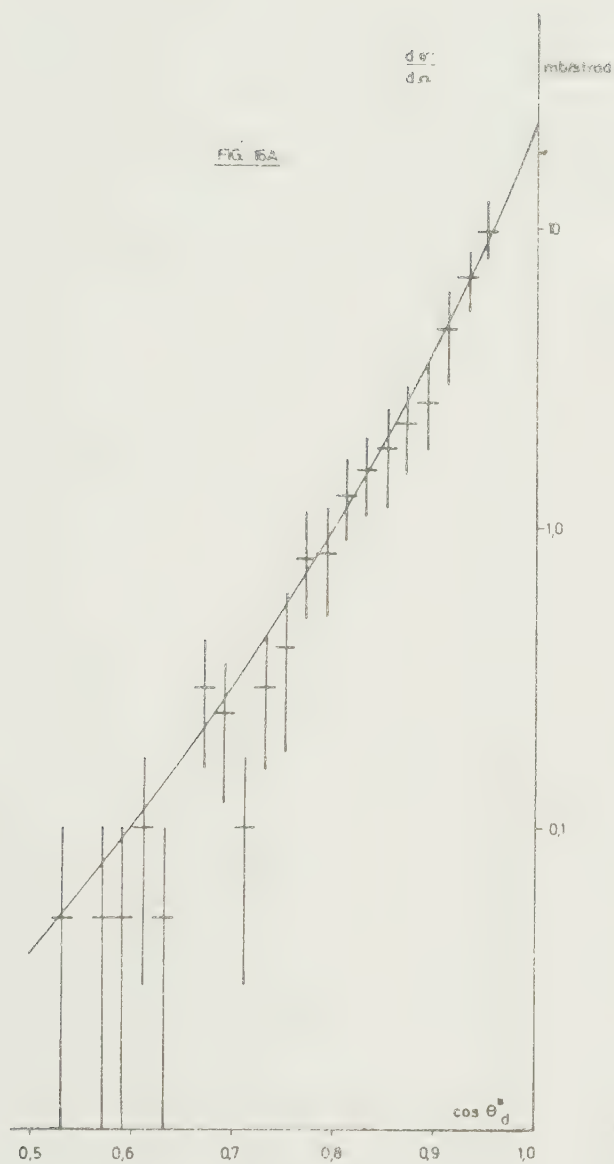




FIG. 15D



FIG 16E



FIG 16F



FIG. 15G

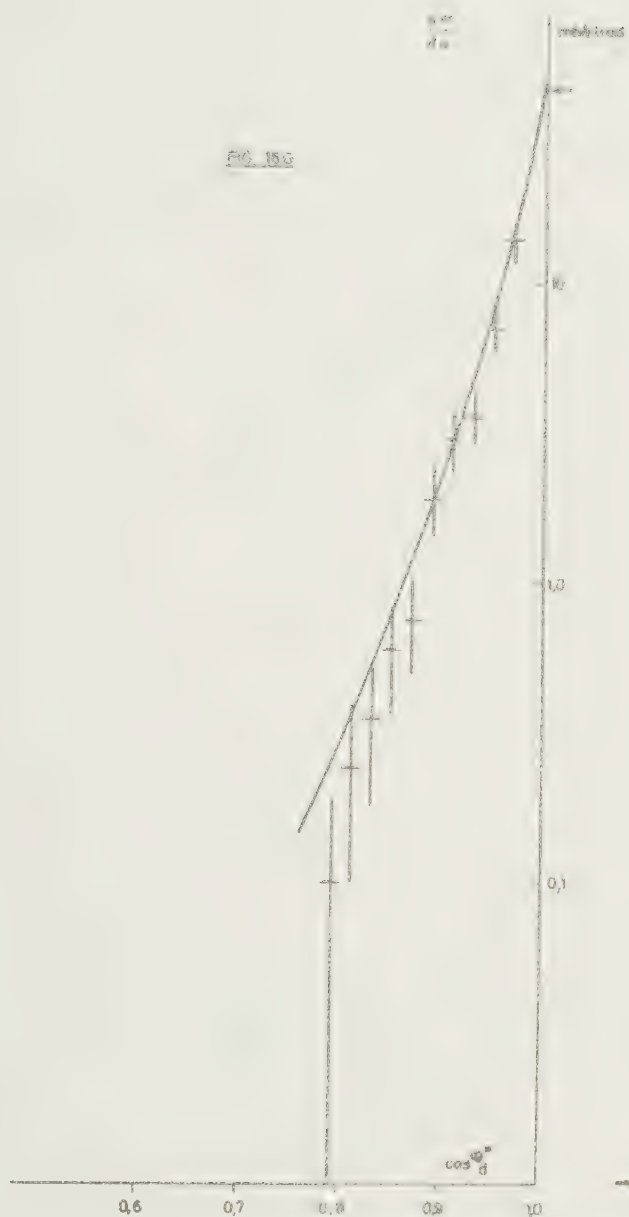
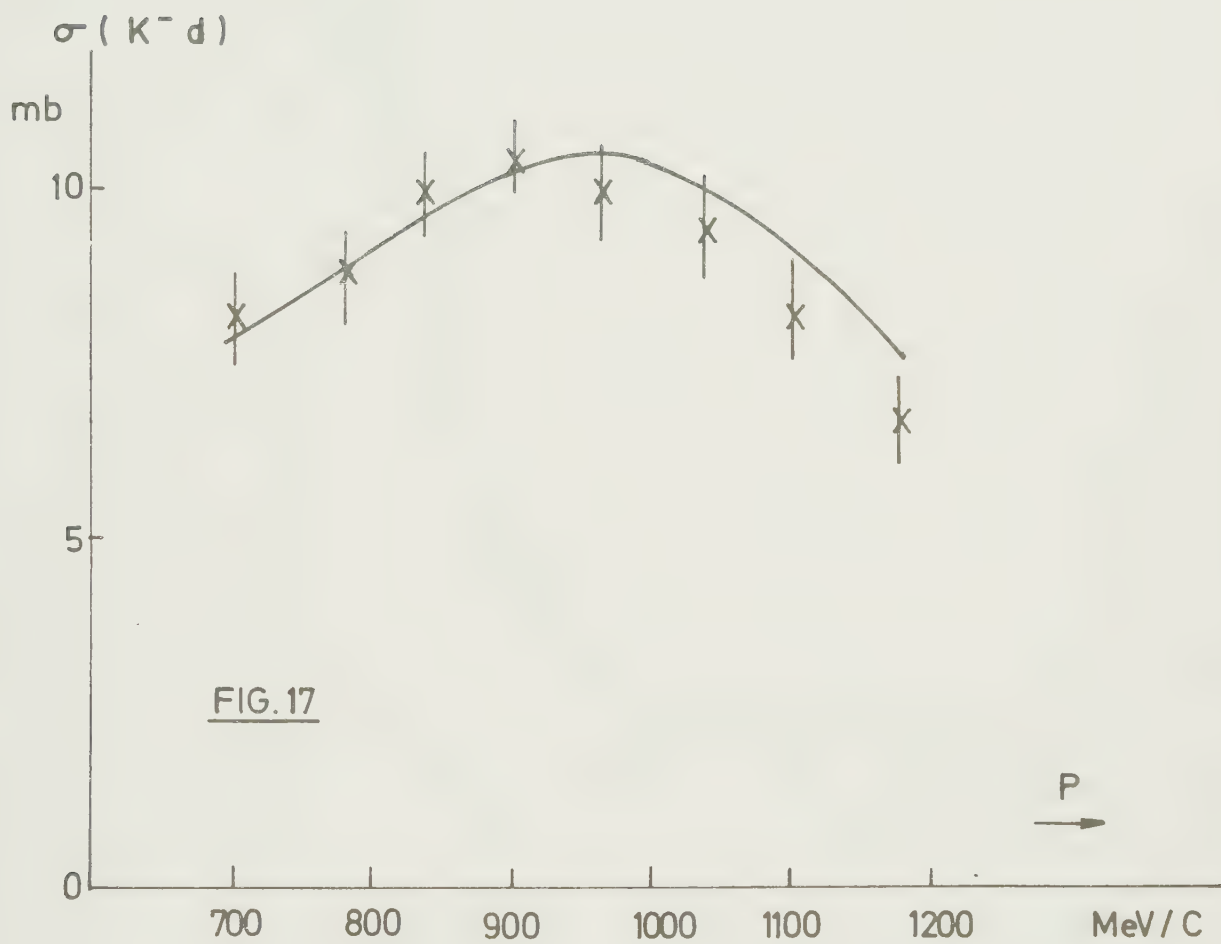


FIG. 16H





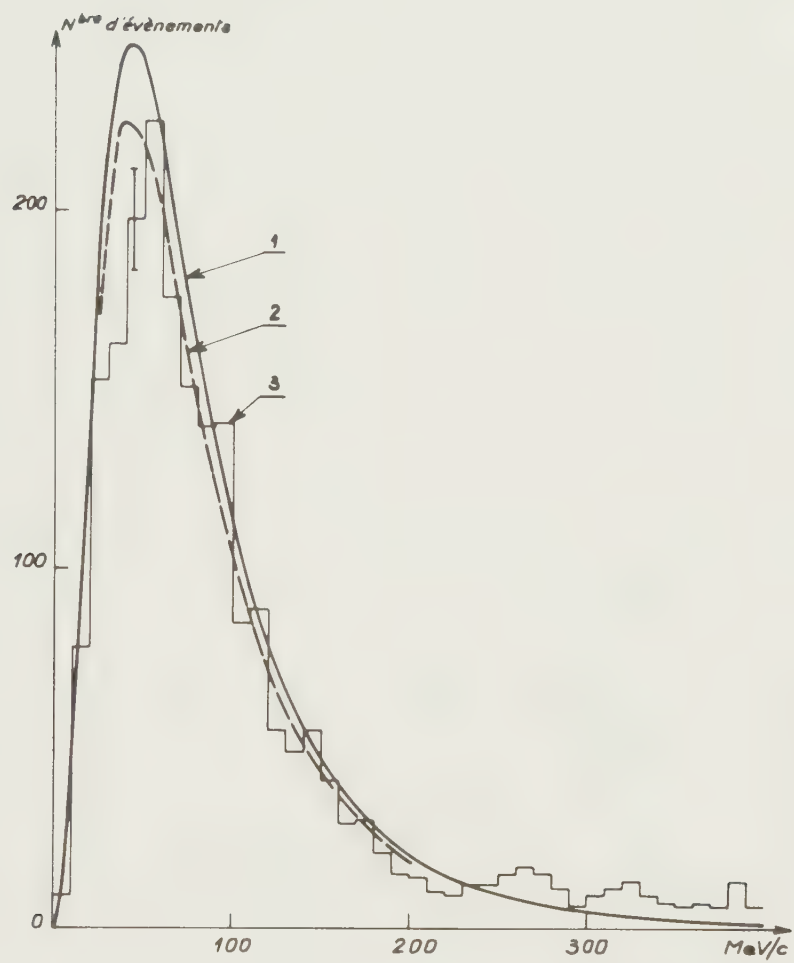


FIG. 18A

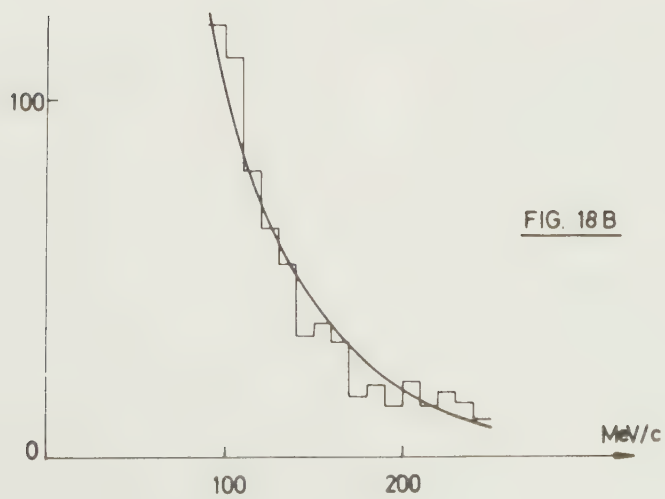


FIG. 18B

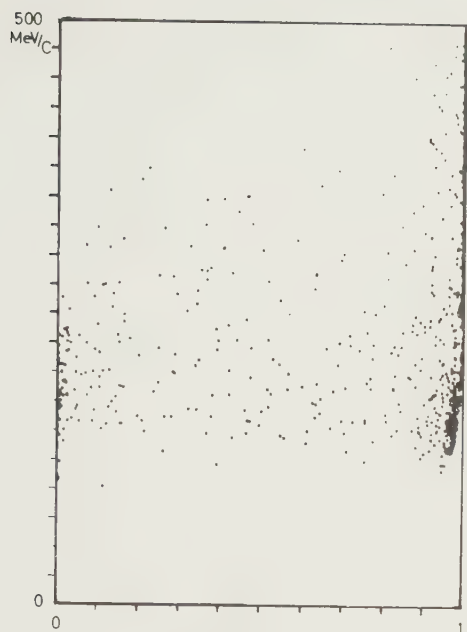


FIG 19A



FIG 19B

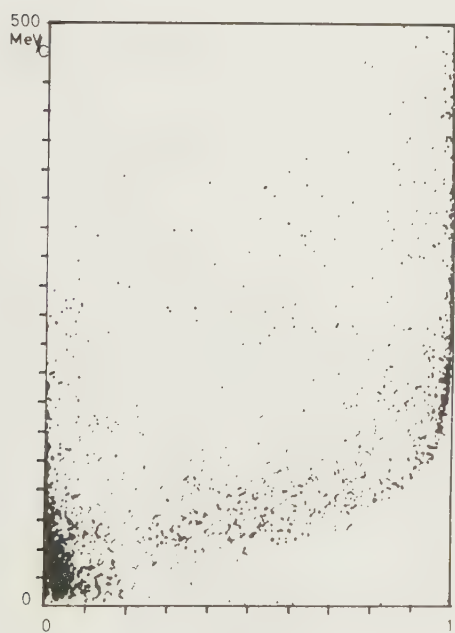


FIG 20A

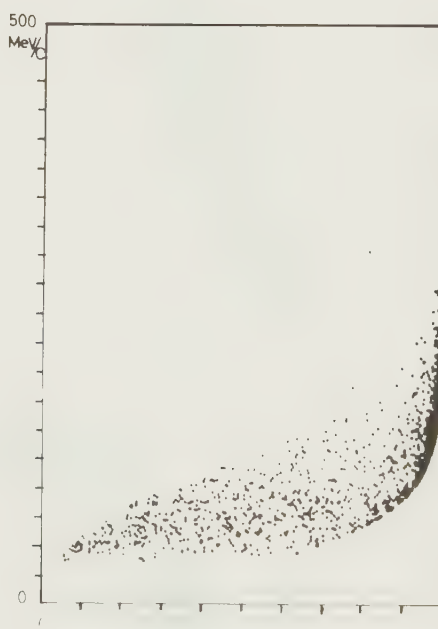


FIG 20B

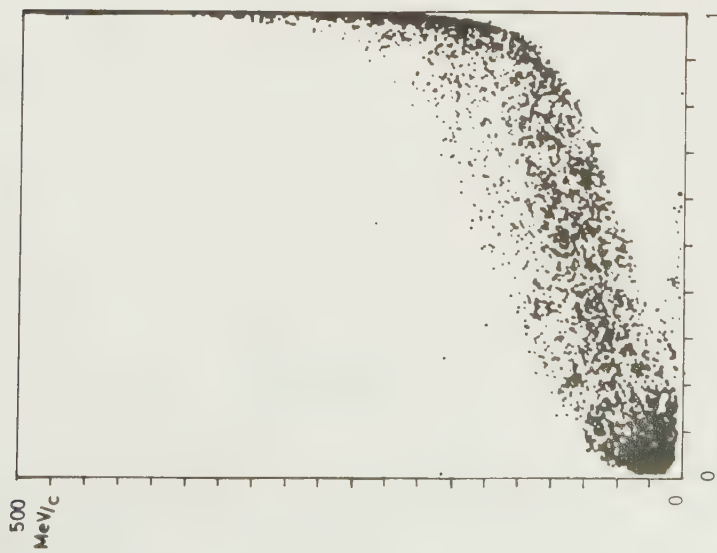


FIG 21A

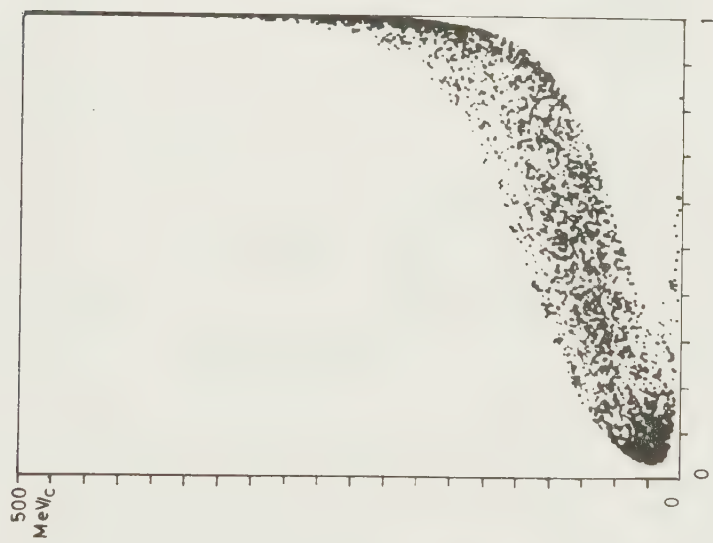


FIG. 21B

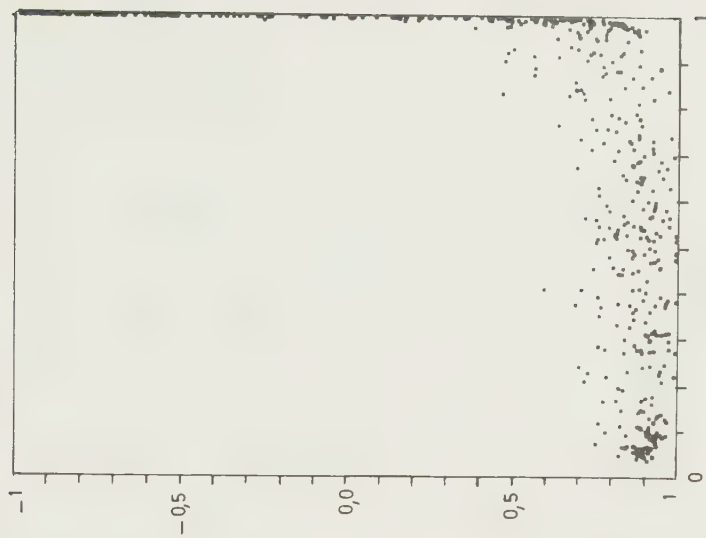


FIG. 22

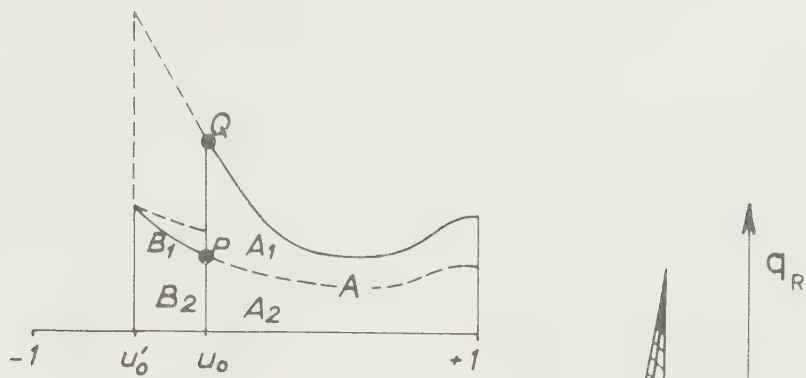


FIG. 24

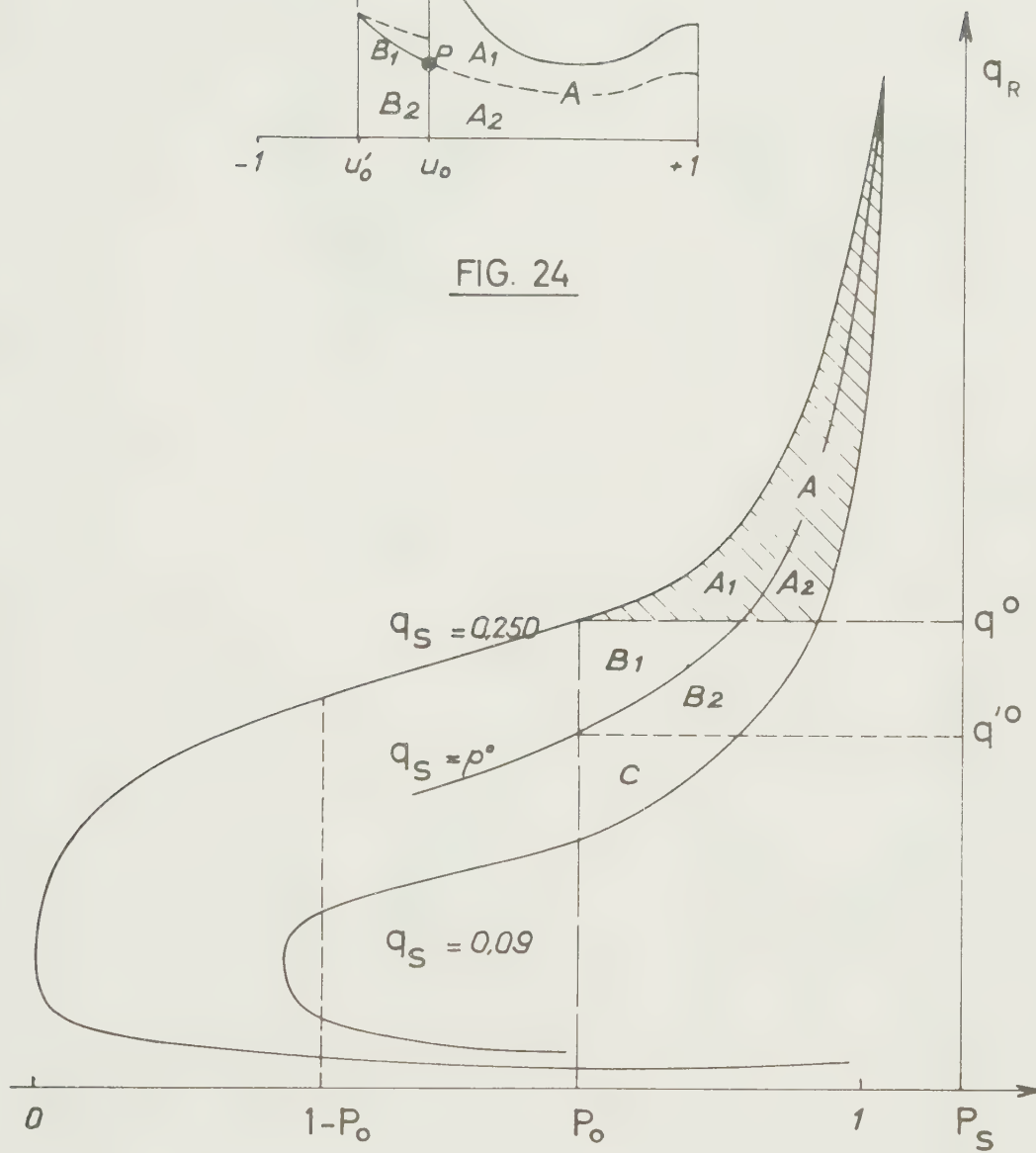
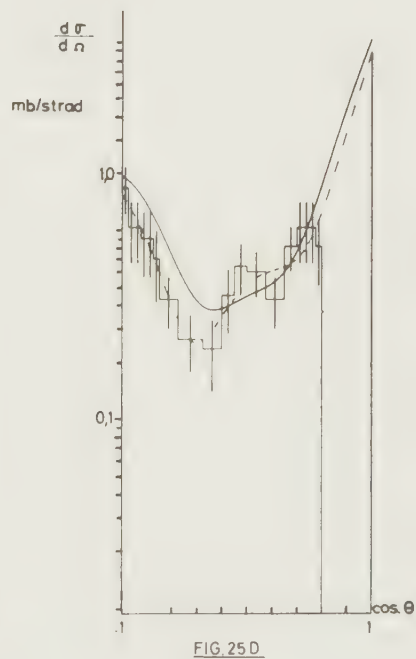
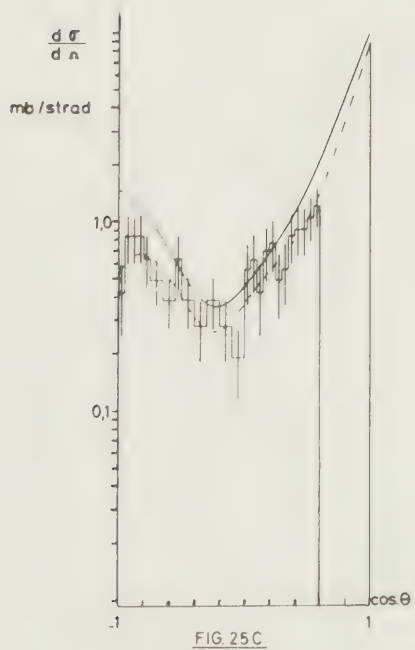
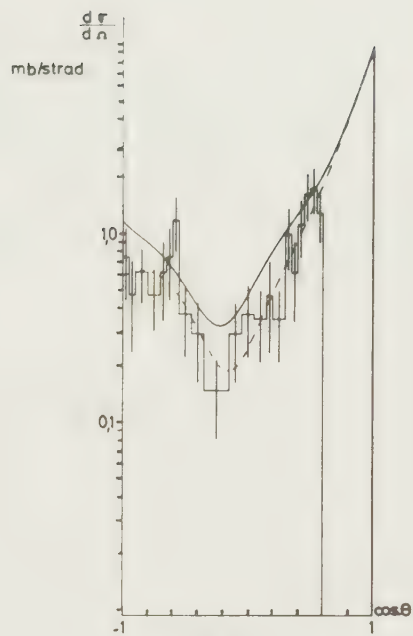
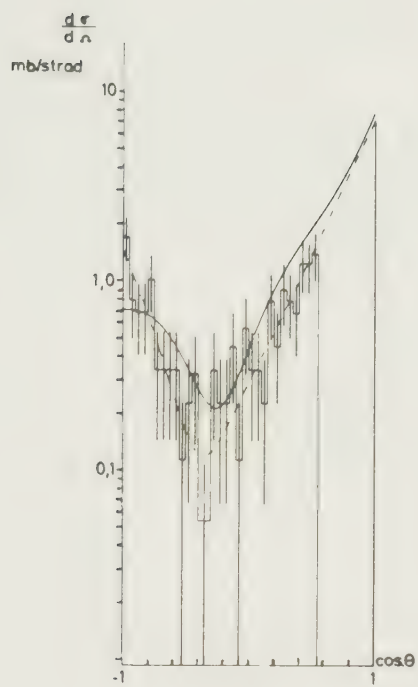
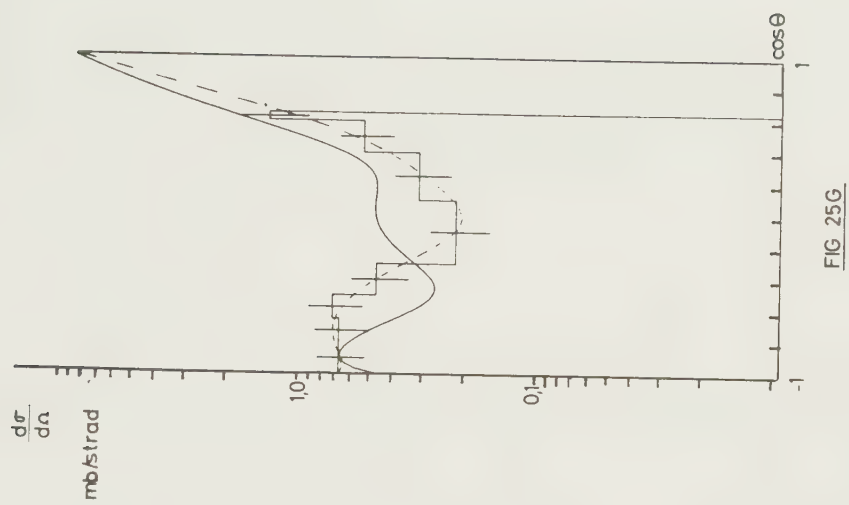
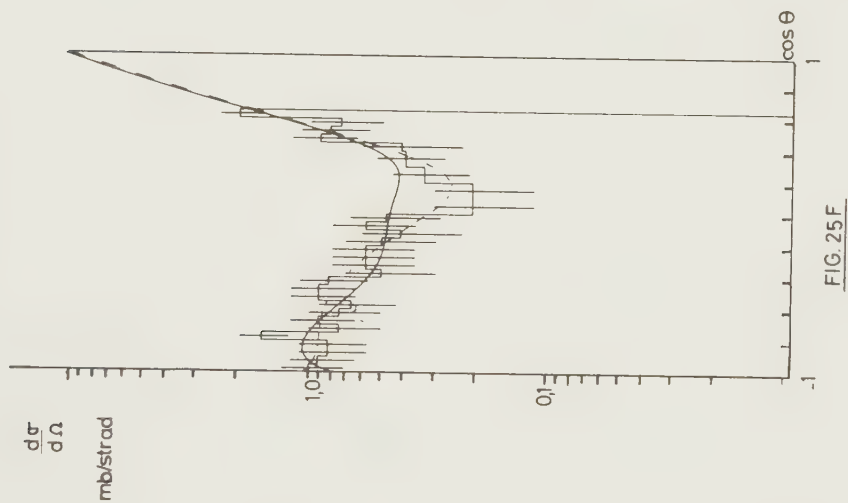
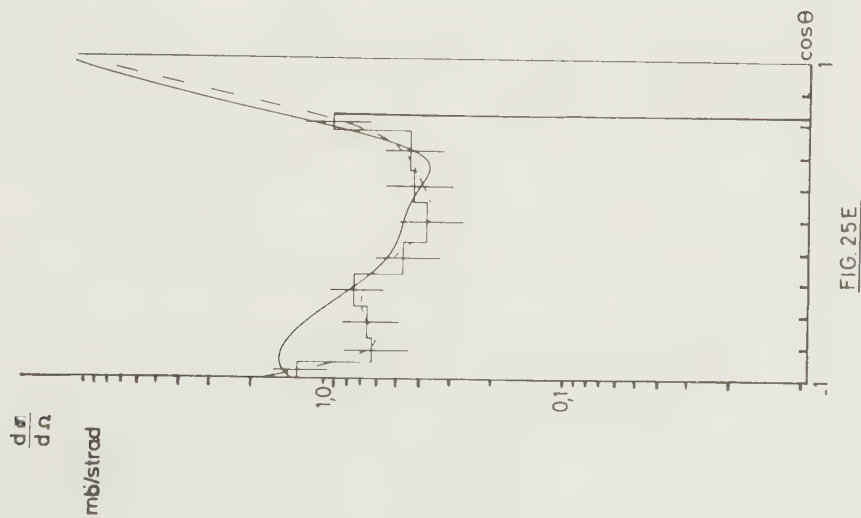
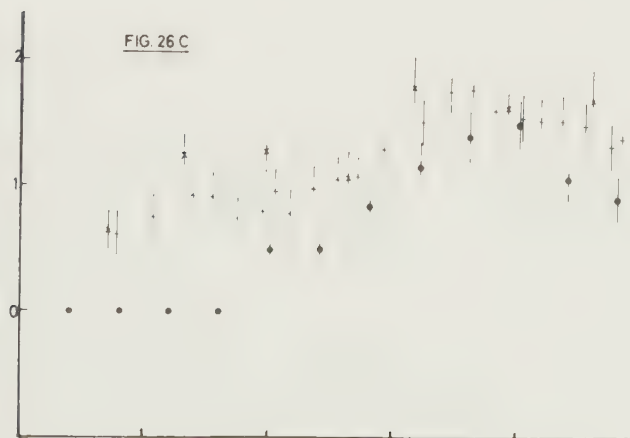
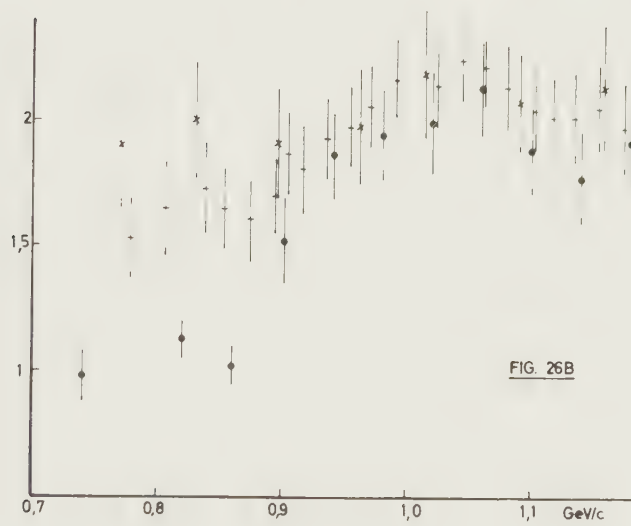
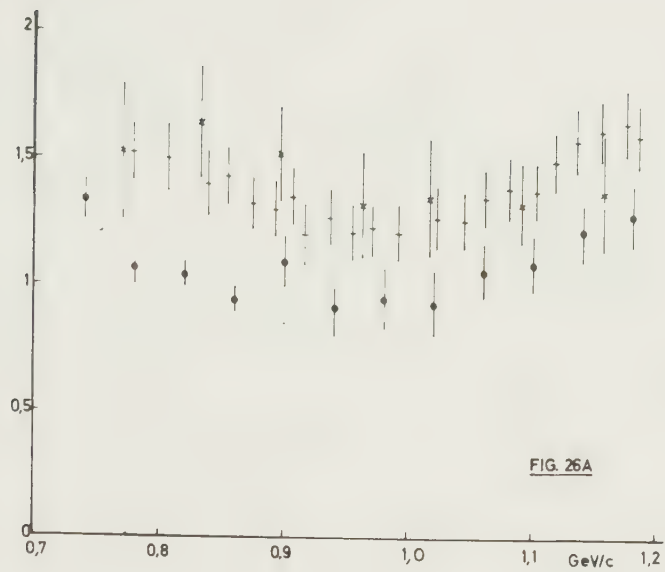
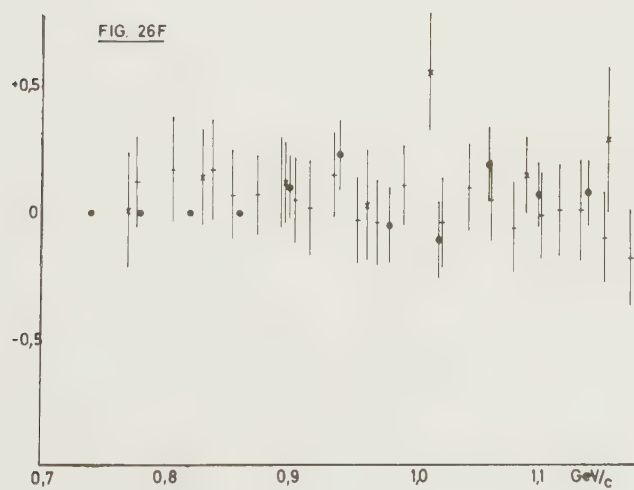
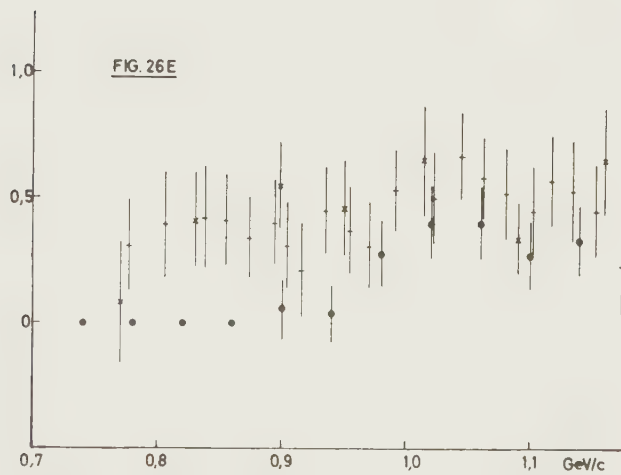
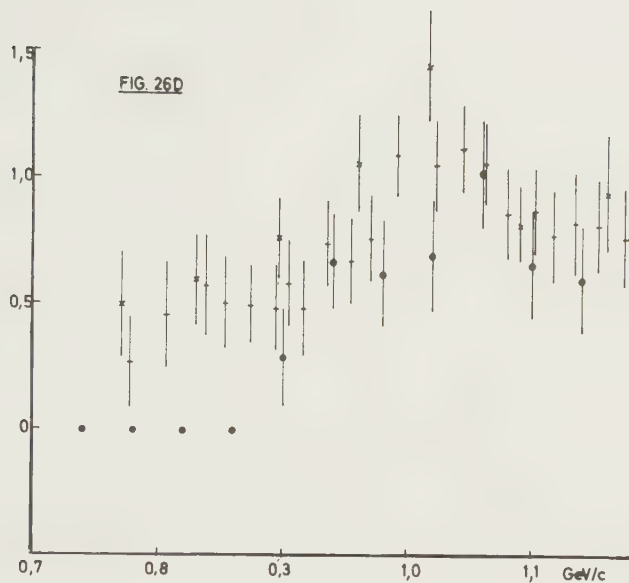


FIG. 23









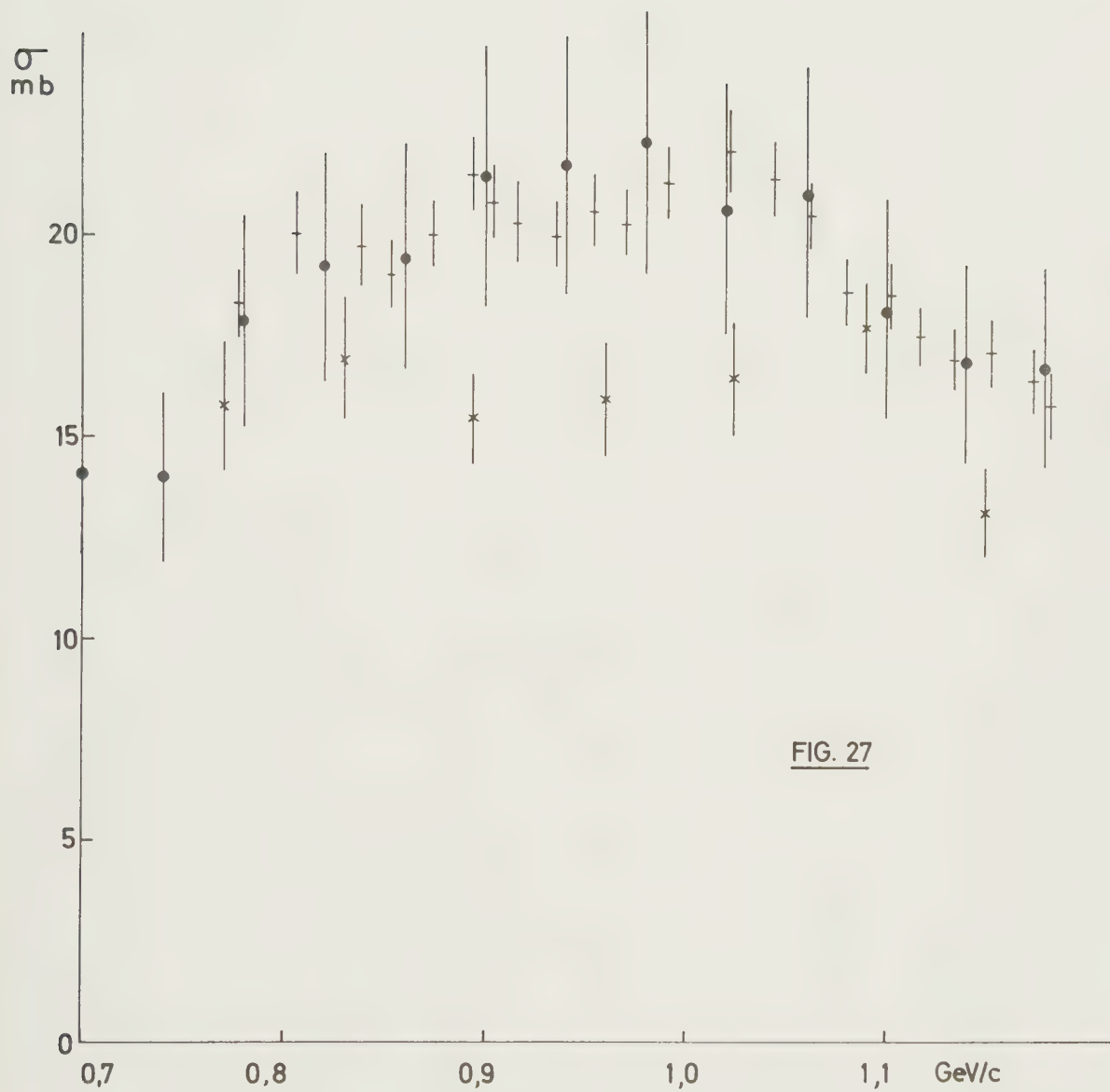
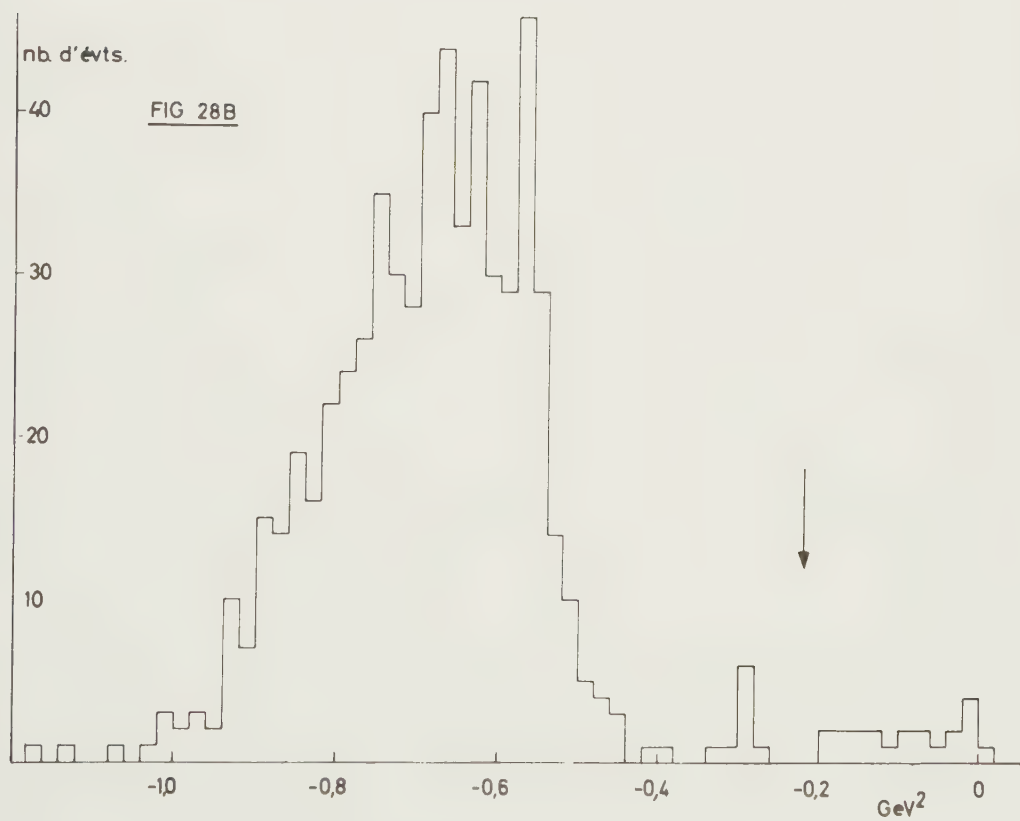
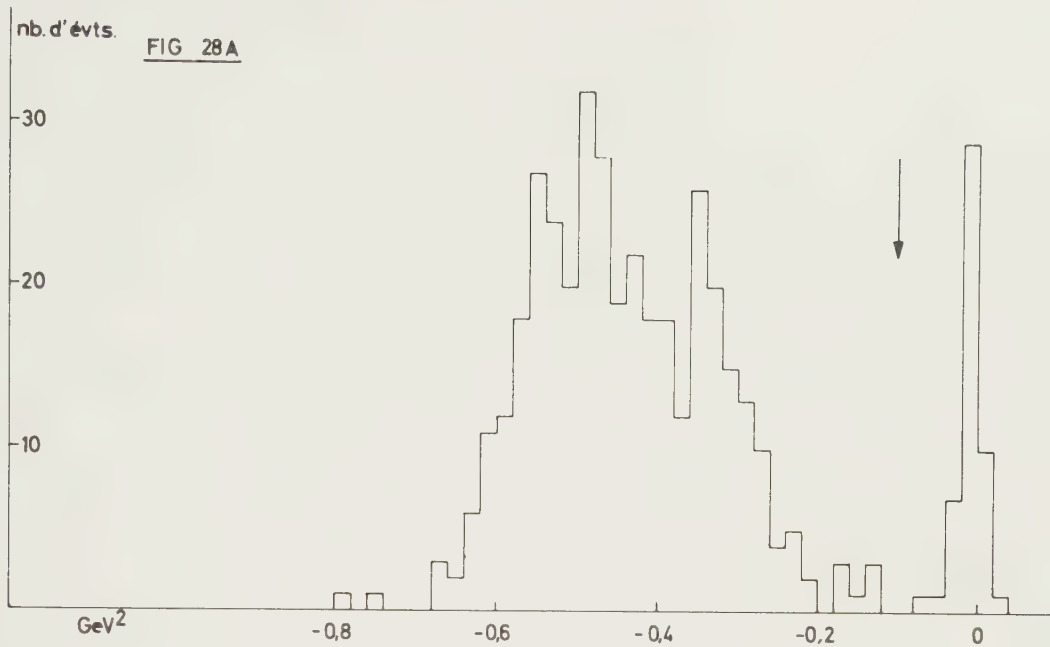
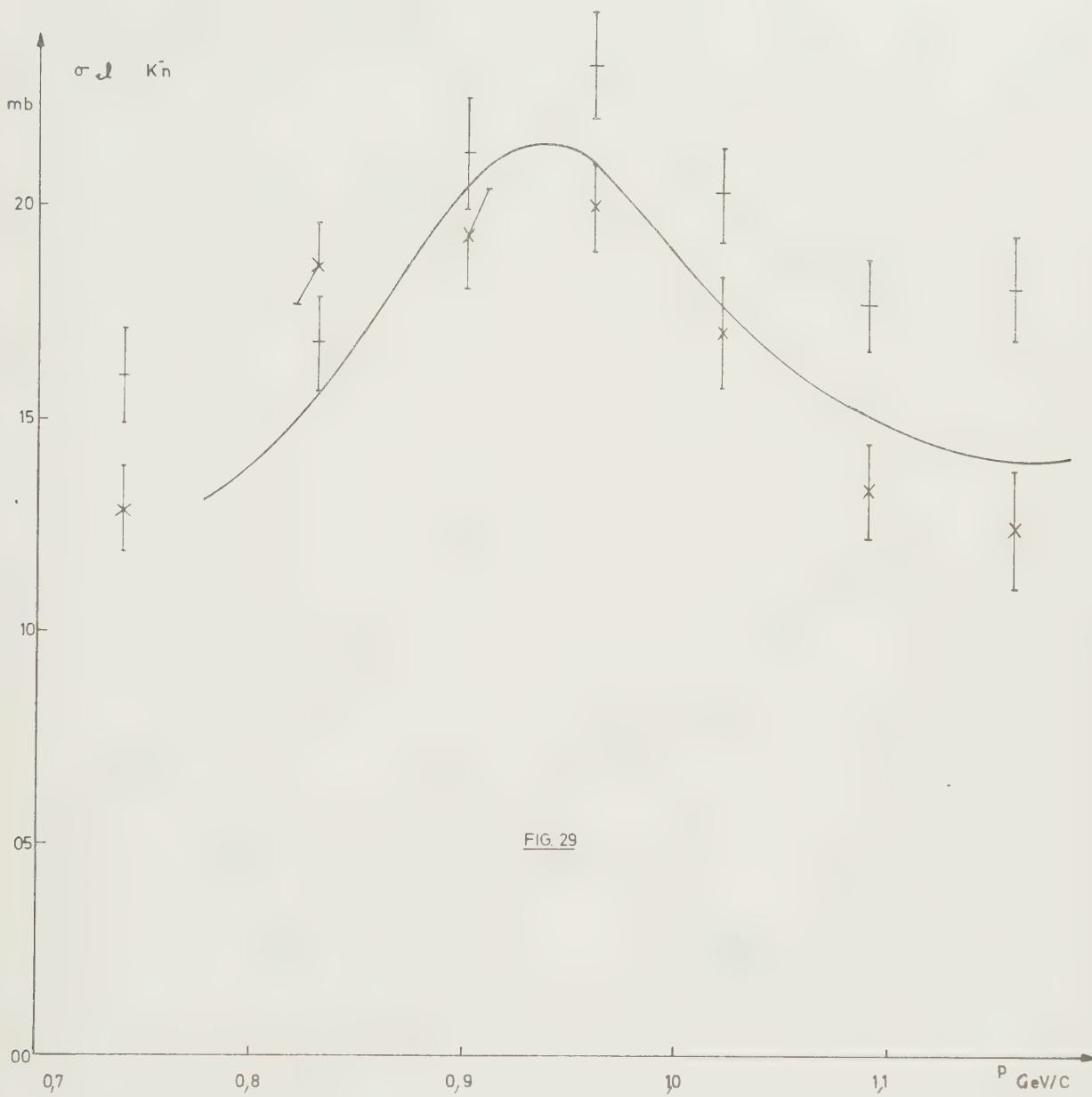


FIG. 27





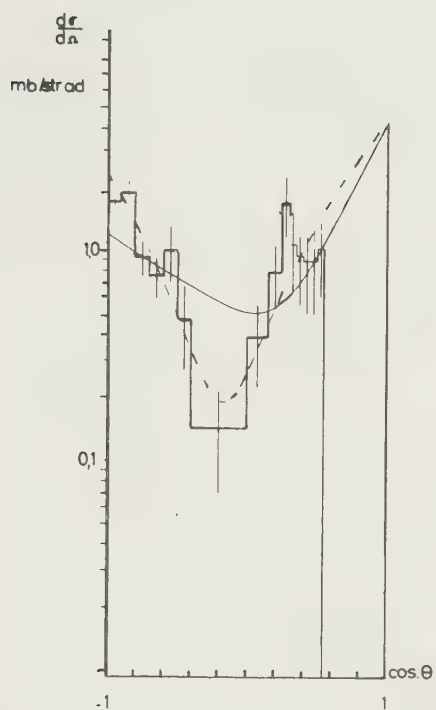


FIG. 30A

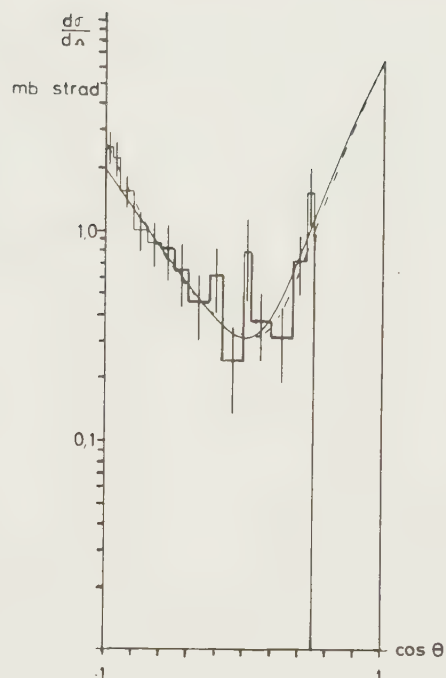


FIG. 30B



FIG. 30C

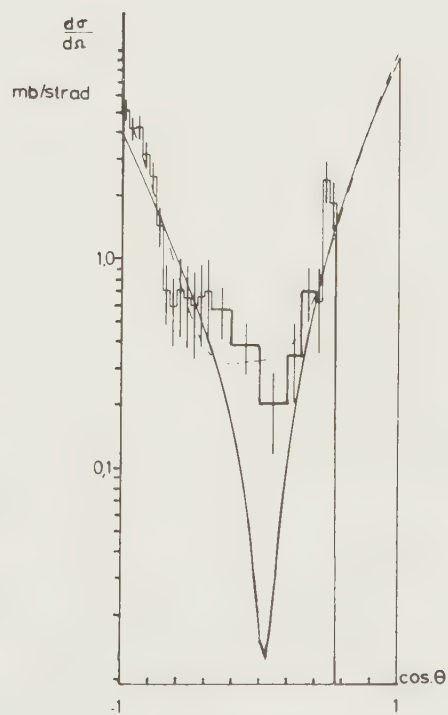


FIG. 30D

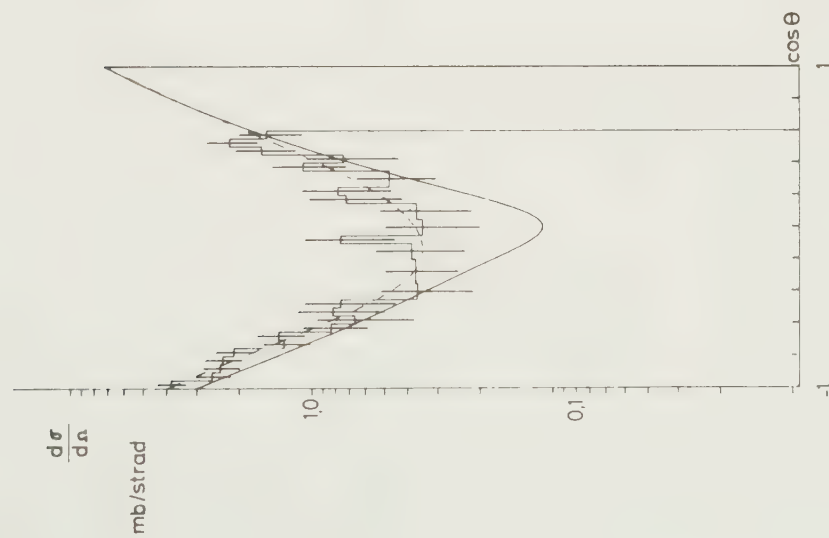
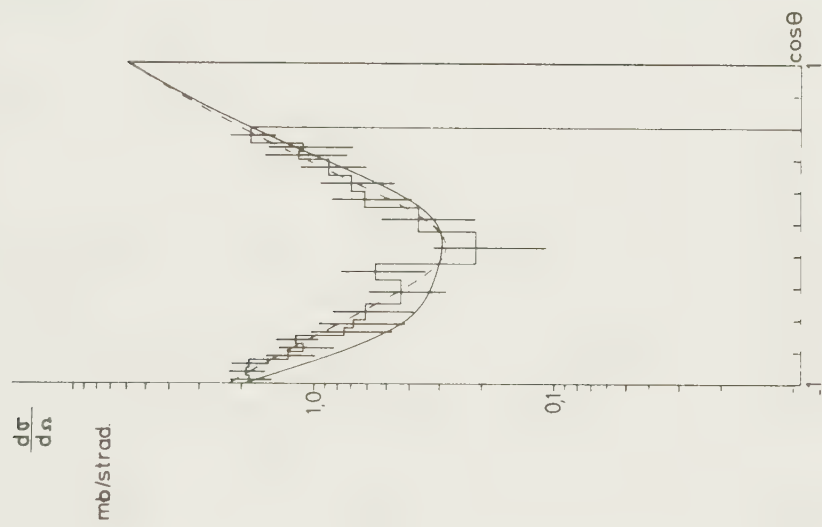
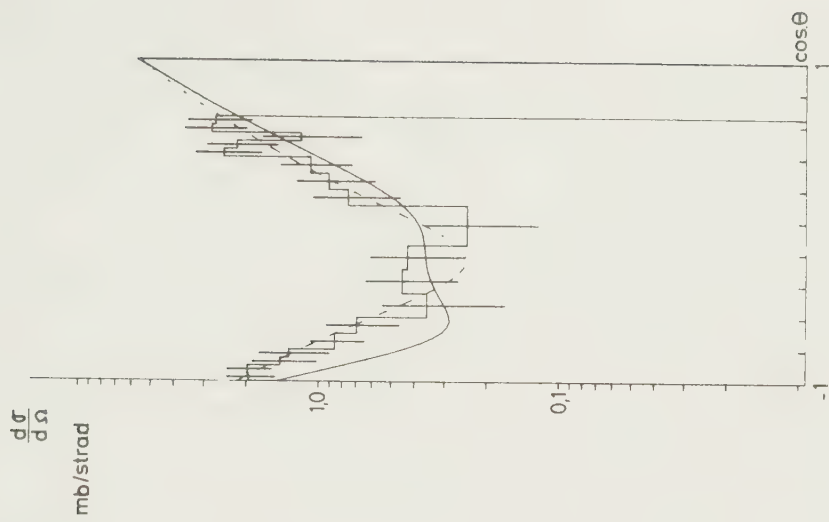


FIG. 31 A



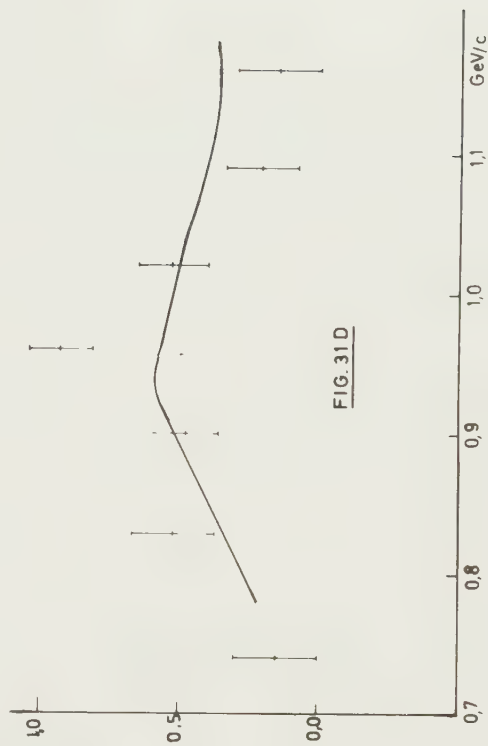
FIG. 31 B



FIG. 31 C



FIG. 31 D



FACULTÉ DES SCIENCES
DE PARIS9 QUAI SAINT BERNARD PARIS V^e

SERVICE DE LA SCOLARITÉ

Bureau des Enseignements du 3^e Cycle

TELEPHONE 336 25 25 P

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : D'ETAT

THESE DE : ES SCIENCES PHYSIQUES

Nom : NARJOUX Jean-Louis

Prénoms : Jean-Louis

Né (e) le 4 NOVEMBRE 1937 à SAINT-ETIENNE Dép^t Loire

SUJETS

1ère THESE : " Interactions K^- d et K^- n autour de 1 GeV/c."

2e THESE (Propositions faites par la Faculté) :

Vu et approuvé

Paris, le 27 Mai 1970

Le Doyen de la Faculté
des Sciences de Paris

Vu et permis d'imprimer

Paris, le

Le Recteur de l'Académie
de Paris

